



TITLE:

全波形インバージョンを用いた電  
磁探査法における地下比抵抗構造  
の高精度推定法の研究(  
Dissertation\_全文)

AUTHOR(S):

今村, 尚人

---

CITATION:

今村, 尚人. 全波形インバージョンを用いた電磁探査法における地下比抵抗構造の高精度推定法の研究. 京都大学, 2014, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2014-09-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k18559>

RIGHT:

全波形インバージョンを用いた  
電磁探査法における地下比抵抗構造  
の高精度推定法の研究

2014 年

今村 尚人

# 目次

目次 .....	i
<b>第 1 章 緒論 .....</b>	<b>1</b>
1.1 本研究の背景 .....	1
1.2 本研究の目的 .....	5
1.3 本論文の構成と内容 .....	5
<b>第 2 章 海底における人工電流源電磁探査法の適用とその問題点 .....</b>	<b>10</b>
2.1 緒言 .....	10
2.2 有限要素法を用いたフォワード計算 .....	12
2.2.1 基礎方程式 .....	12
2.2.2 境界条件 .....	15
2.2.3 地形を考慮したメッシュの作成 .....	16
2.2.4 海底熱水鉱床を含む構造のモデル化 .....	16
2.3 地下構造が電磁波に与える影響 .....	17
2.3.1 データ解析法 .....	17
2.3.2 送信電流の大きさに対するノイズの影響 .....	17
2.3.3 海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価 .....	22
2.3.4 海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価 .....	25
2.3.5 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価 .....	27
2.3.6 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価 .....	30
2.3.7 海底熱水鉱床の比抵抗に対する感度評価 .....	32
2.4 考察 .....	34
2.4.1 海底熱水鉱床が電磁場に与える影響 .....	34
2.4.2 海底地形が電磁場に与える影響 .....	34
2.4.3 CSEM 法の海底熱水鉱床への適用可能性 .....	35
2.4.4 CSEM 法の適用可能性の展望 .....	37
2.5 結言 .....	37
<b>第 3 章 人工電流源電磁探査法の適用における海底地形を考慮した解析 法と伊平屋北海域における実データへの適用 .....</b>	<b>41</b>
3.1 緒言 .....	41
3.2 粒子法に基づく仮想時間領域法を用いたフォワード計算 .....	42

3.2.1 基礎方程式 .....	42
3.2.2 粒子法に基づく離散化 .....	45
3.2.3 境界条件 .....	46
3.2.4 シミュレーションモデル .....	47
3.3 粒子法に基づく擬似時間領域法を用いた際の計算精度評価 .....	50
3.3.1 計算精度評価 .....	50
3.3.2 グリッド分散 .....	52
3.4 3次元全波形インバージョン .....	54
3.4.1 インバージョン理論 .....	54
3.4.2 シミュレーションモデル .....	59
3.5 3次元全波形インバージョンの精度の検討 .....	61
3.6 実データ解析：使用データの概説 .....	65
3.6.1 調査地域の概要 .....	65
3.6.2 観測装置の概要 .....	68
3.7 独立成分分析に基づく S/N 比の向上 .....	69
3.7.1 独立成分分析の原理 .....	69
3.7.2 実データにおける問題 .....	69
3.7.3 独立成分分析の実データへの適用 .....	71
3.8 実データ解析結果 .....	76
3.8.1 解析概要 .....	76
3.8.2 シミュレーションモデル .....	77
3.8.3 Site NW での結果 .....	79
3.8.4 Site C での結果 .....	82
3.8.5 Site E での結果 .....	85
3.8.6 議論 .....	88
3.9 層構造を考慮した 3次元インバージョンによる実データ解析結果 .....	90
3.9.1 インバージョン理論 .....	90
3.9.2 数値計算モデルへの適用 .....	93
3.9.3 実データへの適用 .....	94
3.9.4 データ共分散行列 .....	95
3.9.5 Site NW での結果 .....	95
3.9.6 Site C での結果 .....	99
3.9.7 Site E での結果 .....	102
3.9.8 議論 .....	105
3.10 間隙率に基づく初期モデルを用いた 3次元インバージョン .....	106
3.10.1 間隙率に基づく初期モデルの設定 .....	106



3.10.2	アーチーの式.....	106
3.10.3	Site NW での結果.....	107
3.10.4	Site C での結果.....	110
3.10.5	Site E での結果.....	113
3.10.6	議論.....	116
3.11	層構造の比抵抗を推定する 1 次元インバージョン.....	117
3.11.1	インバージョン理論.....	117
3.11.2	数値計算モデルおよび実データへの適用.....	118
3.11.3	実データへの適用可能性の検討.....	119
3.12	インバージョン手法高精度化の議論と展望.....	120
3.13	結言.....	121
<b>第 4 章 時間とともに変化する電離層電流の影響を考慮した時間領域 Magnetotelluric 法の解析 .....</b>		<b>125</b>
4.1	緒言.....	125
4.2	Magnetotelluric 法の理論.....	127
4.3	仮想時間領域法を用いたフォワード計算.....	127
4.3.1	基礎方程式.....	127
4.3.2	境界条件.....	129
4.3.3	シミュレーションモデル.....	130
4.3.4	数値計算モデルに加えるノイズ.....	131
4.4	見かけ比抵抗に基づく周波数領域解法との比較.....	132
4.4.1	周波数領域解法.....	132
4.5	見かけ比抵抗に基づく周波数領域解法との比較結果.....	132
4.6	電離層電流と地下比抵抗構造の全波形同時インバージョン.....	134
4.6.1	全波形同時インバージョンの理論.....	134
4.6.2	シミュレーションモデル.....	137
4.7	全波形同時インバージョンの精度の検討.....	138
4.8	電離層電流が既知となった場合の地下比抵抗構造の全波形インバージョン.....	141
4.8.1	全波形インバージョンの理論.....	141
4.8.2	シミュレーションモデル.....	142
4.9	インバージョン結果と議論.....	142
4.9.1	周波数領域解法との解像度の比較.....	142
4.9.2	全波形インバージョンの精度の検討.....	144
4.9.3	周波数密度がインバージョン結果に与える影響の検討.....	146
4.9.4	ノイズの大きさがインバージョン結果に与える影響の検討.....	148
4.10	結言.....	150

第 5 章 結論 .....	153
付録 A オフセット距離に対する正規化した電磁場強度.....	158
A.1 海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価 .....	159
A.2 海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価 .....	160
A.3 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価 .....	161
A.4 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価 .....	162
A.5 海底熱水鉱床の比抵抗に対する感度評価 .....	163

# 第1章 緒論

## 1.1 本研究の背景

地下比抵抗構造を知ることは、石油・ガスや金属資源の埋蔵量推定などの資源開発、地下水分布の推定による地盤防災、地球内部構造の推定などの地球物理学の観点から非常に重要である。近年、将来的な工業的供給不安から希少金属・貴金属の供給源として海底熱水鉱床の開発が期待され、注目されている。既存の研究から、海底熱水鉱床は高い Induced Polarization (IP) 効果を示すことが明らかになってきている (Nakayama et al., 2011)。さらに、海底熱水鉱床は海域により、高い電気伝導度を示すことが実採掘されたコアサンプルから明らかになっている。なかでも、沖縄県伊是名海域で採掘されたコアサンプルは、 $0.1 \sim 10 \text{ S/m}$  と非常に高い電気伝導度を示している (中山他, 2012)。このように、海底熱水鉱床は、金属鉱床が電氣的異常を示すことが明らかであるにも関わらず、周辺の比抵抗断面図が明らかになった例は Kowalczyk (2008) を除いて他にない。Kowalczyk (2008) はループ状の送信電流を用いて、地下比抵抗構造を探索したが、ここで推定された比抵抗構造は海底面近傍に限定されている。海底熱水鉱床の開発や海底面下の熱水だまりの把握のために重要な海底下比抵抗構造が明らかにされた例は少ない。

これまで陸域での金属資源探索時には、地下比抵抗構造を推定するインバージョンを用いた手法が開発され、適用されてきた (Sengpiel, 1983; Oldenburg et al., 1997)。近年では地下比抵抗構造推定時に、3 次元的な地下比抵抗構造を考慮できる 3 次元インバージョン手法も用いられている (Li and Oldenburg, 2000; Farquharson and Craven, 2009)。しかし、その多くが有限差分法を用いた解析であり、未だ 3 次元的な地形の起伏を考慮したインバージョン結果ですら希である (Miensoopust et al., 2013)。また、3 次元的な地形の起伏は見かけ比抵抗に大きな計算誤差が生じさせる可能性も指摘されている (Baba and Seama, 2002)。しかし、既存の研究 (Rabinowicz, et al., 2012) から、海底熱水鉱床周辺は非常に急峻な地形をしていることが明らかであり、地形の 3 次元性を数値モデルに取り込む処理が必要である。

近年、海底浅部の比抵抗構造を探索する電磁探査手法として、人工信号源を用いる電磁探査法 (Controlled-source electromagnetic: CSEM) 法 (Figure 1-1) が着目されている (Bannister, 1968; Constable S., 2010)。海底熱水鉱床などの急峻な地形を含む地域において CSEM 法を用いて地下比抵抗構造調査を行う場合、3 次元的な地形の起伏は特に問題となる。既存の有限差分法に基づく 3 次元数値計算手法では、地形をグリッド状に配置する必要があるが、3 次元的な地形の起伏を取り扱うことは困難である。そのため、有限差分法に基づく 3 次元インバージョン手法では、十分な精度でインバージ

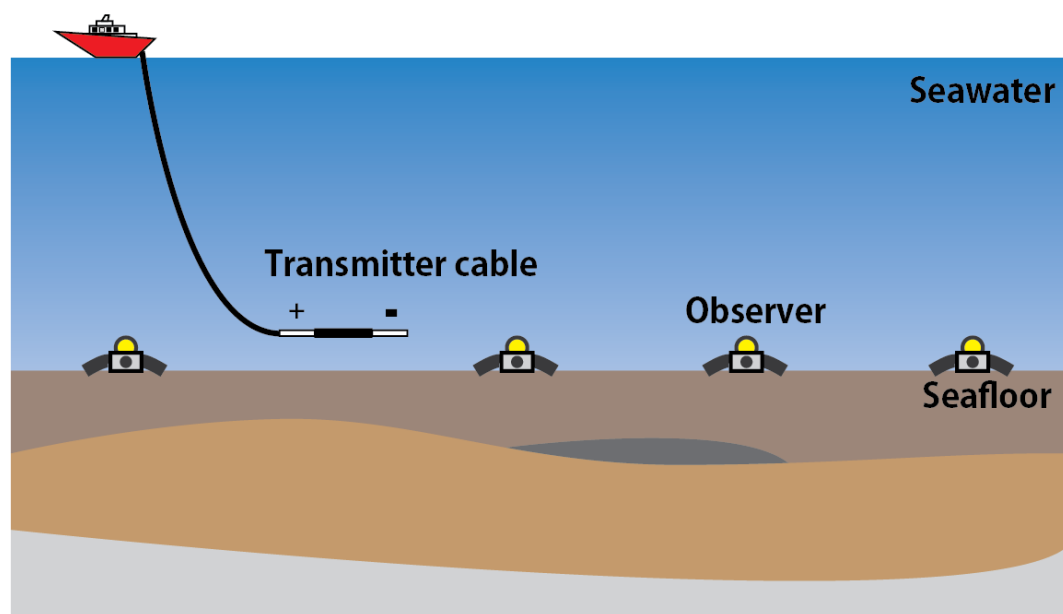
ョン処理を行うことは困難である。しかし、3次元モデルに適用可能な有限要素法を用いる場合にも、モデルに必要なメッシュ生成は非常に煩雑であるだけでなく、地形が複雑になればなるほどメッシュ生成の困難さが増大する。従来の数値解析手法では3次元的地形を扱うことは困難であり、インバージョン手法の適用による解析例もあまり見受けられない。地下構造の3次元性を扱う際に、地形の3次元性を考慮する解析の必要性は言を待たない。

一方で、ボーリング孔で得られたコアデータから深さ方向の高精度比抵抗構造が得られている。しかしながら、コアデータで得られた地下比抵抗データは、孔井という人間のアクセスの可能な場所におけるデータであり、ボーリング孔で調査可能な深度を超えた範囲の地下比抵抗断面を明らかにするには他の手法が必要である。アクセスの困難な地球内部構造の推定に用いられる Magnetotelluric (MT) 法 (Figure 1-2) による比抵抗調査はその一例である。MT 法では、電離層に発生する電磁気擾乱の平面的な広がり的大小を利用し、水平面上均質な電磁波のみ鉛直方向に伝播すると仮定し、地表での電場と磁場の比を用いて地下比抵抗構造の推定を行う (Rikitake, 1948; Tikhonov, 1950; Cagniard, 1953)。しかし、極域や赤道域では、電離層電流分布とその時間変化は複雑になり、平面波仮定が成り立たないという課題がある。このような電離層電流の擾乱は、地下比抵抗構造の解釈を困難にするという指摘もある (Osipova et al., 1989; Viljanen et al., 1999; Pulkkinen et al., 2006)。MT 法は地球内部構造に関し多くの成果をあげてきた手法だが、より高い精度での比抵抗の推定が求められており、これまで面的な均等性を仮定してきた電離層電流の不均等性を考慮することが必要である (Chave and Jones, 2012)。実際に、観測される電磁場から極域や赤道域などの電離層電流分布とその変化を推定する試みも行われている (例えば Koch and Kuvshinov, 2013)。Koch and Kuvshinov (2013) では、地下比抵抗構造と電離層電流を交互にインバージョン手法を適用して推定しているが、Fainberg et al. (1990) はこれらの2種類の未知パラメータは同時に求められる必要があるということを指摘している。また、一般に電離層電流は時間的に非定常であるにも関わらず、Koch and Kuvshinov (2013) では時間的定常性を仮定する高速フーリエ変換を用いた周波数領域でのインバージョン手法を適用している。解析例はほとんど存在しないが、電離層電流の時間的な非定常性を考慮すると、観測される電磁場から電離層電流と地下比抵抗構造双方を時間領域で同時に推定することが重要である。

以上のような既存研究の問題点を踏まえ、本研究では3次元的地形の起伏を考慮するために、既存の手法とは異なる粒子法に着目する。粒子法は、既存の有限差分法や有限要素法とは異なり、計算メッシュを用いないメッシュレス法である。粒子法は近年、弾性波シミュレーションにおいて用いられ始めており (武川他, 2008; Takekawa et al., 2014)、複雑な地形を含むモデルに対しても高い計算精度を持つことが示されている。海底熱水鉱床周辺は非常に起伏に富んだ地形を示しているため、3次元モデル

に対して有限要素法でメッシュを作成することは非常に困難であった。しかし、粒子法を用いることにより海底地形を容易にモデリングすることができる。本手法が確立されれば、陸や海に限らずこれまで困難であった3次元地形を考慮したモデリングが可能になる。すなわち、従来の手法では3次元地形が電磁場に与える影響を考慮しきれていなかったが、地形の効果を精度高く取り込むことによりこれまで以上に高精度なモデリングや地下比抵抗構造推定が可能になると考えられる。

つぎに、時間領域でのMT法をシミュレーションする上で、仮想時間領域法 (Mittet, 2010) に着目する。本手法では、MT法の支配方程式であるマクスウェル方程式を拡散方程式から数学的に波動方程式に変換する。本手法を用いることにより現実的な計算時間でMT法の時間領域シミュレーションを行うことを可能にした。本手法に基づく電離層電流時間変化と地下比抵抗構造の同時推定が実現すれば、これまで困難であった極域や赤道域などの電離層電流の不安定な地域でも電離層電流の時間変化の推定が可能となる。また、グローバルスケールのMT法のような空間的に広いスケールを扱う際にも平面波仮定は成り立たなかった。電離層電流の時間変化を考慮することにより、MT法の適用および地球内部比抵抗構造の高精度推定が可能となることが期待される。



**Figure 1-1 Concept of marine controlled-source electromagnetic survey.**

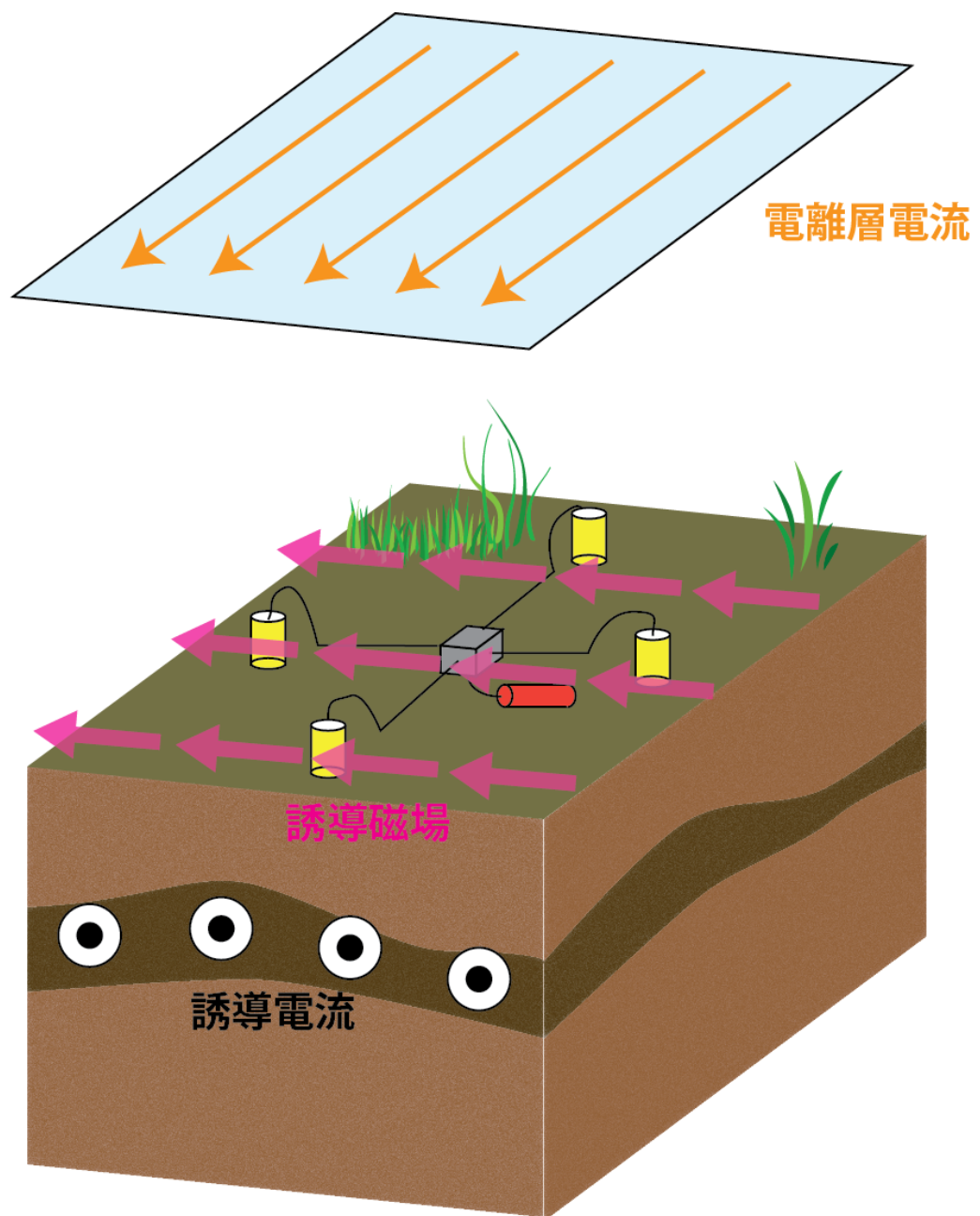


Figure 1-2 Concept of magnetotelluric survey.

## 1.2 本研究の目的

本研究では、地形の3次元性を考慮できる数値解析手法として、粒子法に基づく離散化手法に着目し、既存研究における問題点の解決を試みた。本手法では、有限要素法や有限差分法で用いられる計算メッシュを考慮する必要がない。さらに、粒子法に基づくモデリングでは、地形の標高情報をもとに粒子を連続的に深度方向に配置し、容易に複雑な地形のモデリングを行うことが可能である。前述のとおり、これまで3次元的地形を考慮したインバージョン手法が報告された例は非常に少なく、その試みは新しいものである。つぎに、周波数領域でのCSEM法解析を行うために仮想時間領域法(Mittet, 2010)に着目した。通常の周波数領域法では周波数ごとに連立一次方程式を解く必要があり、多数の周波数を解析する場合、非常に多くの計算時間を要する。仮想時間領域法では、マクスウェル方程式を拡散方程式から波動方程式へと数学的に変換することでこの問題を回避し、現実的な計算時間での解析を実現可能となる。本研究では、3次元的地形を考慮するために仮想時間領域法と粒子法を組み合わせた順計算を用いる繰り返しインバージョン手法を開発し、複雑な海底地形を含む海底熱水鉱床周辺の地下比抵抗構造を明らかにする。海底熱水鉱床周辺の地下比抵抗構造を3次元的に明らかにできた場合、今後、海底熱水鉱床の鉱床分布や熱水だまりの解明につながる成果になると期待される。

つぎに、「地表面で観測される電磁場時系列データから上空での電離層電流の時間変動と地下比抵抗構造を推定できる」という仮説を立て、数値計算を用いてこの仮説を検証する。時間領域における数値解析手法として、上述の仮想時間領域法を用いた手法の開発を行った。通常の時間領域法では電磁波伝搬の際に異なる物性の間で大きな速度差が存在するため、現実的な時間スケールのシミュレーションを行うことは難しい。仮想時間領域ではこの問題を回避し、現実的な時間スケールでのシミュレーションを可能とする。本論では本シミュレーション手法を用いて、時間領域での電離層電流と地下比抵抗構造の同時インバージョンプログラムを開発した。

## 1.3 本論文の構成と内容

以下に本論文の各章の概説を行う。

第2章では、CSEM法を用いた場合に海底熱水鉱床のような高電導体周辺で複雑な地形が観測される電磁場に与える影響の検討を行う。有限要素法に基づく2.5次元のモデリングを行い、海底熱水鉱床を想定した高電導体を含むモデルに対して地形や高電導体の位置・厚さ等が電磁場に与える影響を検証する。また、CSEM法を用いた探

査には様々なノイズが存在する。これらのノイズの大きさを考慮し、高電導体がどの程度の厚さや深さに位置すれば異常率として検出可能であるかについて検討を行う。なお、この章の一部は今村他(2011), Imamura et al. (2011) にまとめられている。

第3章では、海底熱水鉱床周辺の3次元地形をモデル内で考慮するために、粒子法を用いた解析を行う。解析に適用可能であることを実証するため、仮想時間領域法と粒子法を用いた3次元フォワード計算を開発し、その計算精度を検証する。さらに、このフォワード計算手法を組み込んだ、3次元地形を考慮したインバージョンプログラムを開発する。さらに、データ数の制限や観測条件が厳しい場合に強く出現するインバージョンプログラムの初期モデル依存性を低減するために、最初に数値モデルに層状の構造を仮定した層構造インバージョンを行う。その結果、推定される層構造に対して、3次元地形を考慮したインバージョンプログラムを適用するフローを開発した。これらのインバージョンプログラムを、調査船「なつしま」にて取得した沖縄県伊平屋北海域で行われた海底熱水鉱床を対象とするCSEM法探査データ(NT13-22)に適用する。その際、海底熱水鉱床周辺の3次元地形をモデリングし、インバージョン手法を適用することにより、その周辺の地下比抵抗構造を明らかにする。最後に得られた比抵抗構造について、既存の調査結果と比較し解釈を行う。なお、この章の一部はImamura et al. (2014) にまとめられている。

第4章では、大地への入力磁場の時系列変化と地下比抵抗構造の推定を目的とする。大気中の比誘電率や比透磁率を1とし、電気伝導度を0とすると、入力磁場は電離層を流れる電流と等しい。まず、仮想時間領域法を用いて時間領域でのMT法のフォワード計算手法の開発を行う。つぎに、見かけ比抵抗図から正しくフォワード計算が行われていることを検証する。つぎに、本フォワード計算に基づいて、時間領域での電離層電流と地下比抵抗構造の同時インバージョンプログラムの開発を行う。1次元数値計算モデルに対し同時インバージョン手法を適用し、推定された電離層電流および地下比抵抗構造それぞれの精度を検証する。さらに、電離層電流が推定できた場合、その時間変化を考慮することで、従来の手法と比べてどの程度地下比抵抗構造の推定精度が向上するかについて検討する。最後に、これまでよく用いられてきたRRRMT(Chave et al., 1987)とOCCAM1DCSEM(Key, 2009)によるインバージョン結果と本研究で開発した時間領域インバージョン結果との比較を行い、時間領域での全波形インバージョン手法と周波数領域手法の違いについて議論を行う。

## 参考文献

1. Baba, K., & Seama, N. (2002). A new technique for the incorporation of seafloor topography in electromagnetic modelling. *Geophysical Journal International*, **150**, 2, 392–402. doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01673.x.



2. Bannister, P. R. (1968). Determination of the electrical conductivity of the sea bed in shallow waters. *Geophysics*, **33**, 6, 995–1003. doi:10.1190/1.1439993
3. Cagniard, L. (1953). Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, **18**, 3, 605-635. doi: 10.1190/1.1437915
4. Chave, A. D., & Thomson, D. J. (1987). On the robust estimation of power spectra, coherences, and transfer functions. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **92**, B1, 633-648, doi:10.1029/JB092iB01p00633
5. Chave, A.D., & Jones, A.G. (2012). *The Magnetotelluric Method: Theory and Practice*, Cambridge University Press
6. Constable, S. (2010). Ten years of marine CSEM for hydrocarbon exploration, **75**, 5, 75A67–75A81. doi:10.1190/1.3483451
7. Fainberg, E. B., Kuvshinov, A. V., Mishina, L. P., & Singer, B. S. (1990). The new approach to global deep sounding. *Pure and Applied Geophysics*, **134**, 4, 527–531. doi:10.1007/BF00878016
8. Farquharson, C. G., & Craven, J. A. (2009). Three-dimensional inversion of magnetotelluric data for mineral exploration: An example from the McArthur River uranium deposit, Saskatchewan, Canada. *Journal of Applied Geophysics*, **68**, 4, 450–458. doi:10.1016/j.jappgeo.2008.02.002
9. 今村尚人, 後藤忠徳, 武川順一, 三ヶ田均 (2011). 人工信号源電磁探査法の海底熱水鉱床への適用可能性, *物理探査*, **64**, 243-254
10. Imamura N., Goto, T., Takekawa, J., & Mikada H. (2011). Feasibility study of marine controlled-source electromagnetic sounding for submarine massive sulphides explorations, *Proceedings of the 10th SEGJ International Symposium*, Kyoto, Japan, 20-22 November 2011: 1-4. doi: 10.1190/segj102011-001.49
11. Imamura N., Goto, T., Takekawa, J., & Mikada H. (2014). Topographic Modelling Using a Particle Method in 3D Controlled-source Electromagnetic Exploration, *Proceedings of 76<sup>th</sup> EAGE Conference* (accepted)
12. Key, K. (2009). 1D inversion of multicomponent, multifrequency marine CSEM data: Methodology and synthetic studies for resolving thin resistive layers. *Geophysics*, **74**, 2, F9–F20. doi:10.1190/1.3058434
13. Koch, S., & Kuvshinov, A. (2013). Global 3-D EM inversion of  $S_q$  variations based on simultaneous source and conductivity determination: concept validation and resolution studies. *Geophysical Journal International*, **195**, 1, 98–116. doi:10.1093/gji/ggt227
14. Kowalczyk, P. (2008). Geophysical prelude to first exploitation of submarine massive sulphides. *First Break*, **26**, 11, 99-108
15. Li, Y., & Oldenburg, D. W. (2000). 3-D inversion of induced polarization data.

- Geophysics, **65**, 6, 1931-1945. doi: 10.1190/1.1444877
16. Miensopust, M. P., Queralt, P., Jones, A. G., & the 3D MT modellers. (2013). Magnetotelluric 3-D inversion--a review of two successful workshops on forward and inversion code testing and comparison. *Geophysical Journal International*, **193**, 3, 1216–1238. doi:10.1093/gji/ggt066
  17. Mittet, R. (2010). High-order finite-difference simulations of marine CSEM surveys using a correspondence principle for wave and diffusion fields. *Geophysics*, **75**, 1, F33–F50. doi:10.1190/1.3278525
  18. Nakayama, K., Shingyouji, T., Motoori, M., Yasui, M., Kobayashi, Y., Yamazaki, A., & Saito, A. (2011). Marine Time-domain electromagnetic technologies for the ocean bottom mineral resources. *Proceedings of the 10th SEGJ International Symposium, Kyoto, Japan, 20-22 November 2011*, 1-4. doi: 10.1190/segj102011-001.107
  19. 中山圭子, 山下善弘, 安井万奈, 山崎淳司, 齋藤章 (2012). 海底熱水鉱床を目的とした電気・電磁探査の探査指標としての 鉱石の電気的および磁氣的物性, 物理探査学会第 126 回学術講演会論文集, 162-165
  20. Oldenburg, D. W., Li, Y., & Ellis, R. G. (1997). Inversion of geophysical data over a copper gold porphyry deposit: a case history for Mt. Milligan. *Geophysics*, **62**, 5, 1419–1431. doi:10.1190/1.1444246
  21. Osipova, I. L., Hjelt, S. E., & Vanyan, L. L. (1989). Source field problems in northern parts of the Baltic Shield. *Physics of the Earth and Planetary*, **53**, 3-4, 337–342. doi:10.1016/0031-9201(89)90019-8
  22. Pulkkinen, A., Klimas, A., Vassiliadis, D., Uritsky, V., & Tanskanen, E. (2006). Spatiotemporal scaling properties of the ground geomagnetic field variations. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **111**, A3, A03305. doi:10.1029/2005JA011294
  23. Rabinowicz, M., Boulègue, J., & Genthon, P. (2012). Two- and three-dimensional modeling of hydrothermal convection in the sedimented Middle Valley segment, Juan de Fuca Ridge, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **103**, B10, 24045-24065. doi: 10.1029/98JB01484
  24. Rikitake, T. (1948). 1. Notes on the Electromagnetic Induction within the Earth, *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, **24**, 1-9
  25. Sengpiel, K. P. (1983). Resistivity/depth mapping with airborne electromagnetic survey data. *Geophysics*, **48**, 2, 181-196. doi: 10.1190/1.1441457
  26. 武川順一, 山田泰広, 三ヶ田均, 芦田譲 (2008). MPS 法による弾性波動伝播現象と破壊現象の数値シミュレーション, 物理探査, **61**, 2, 169-179.
  27. Takekawa, J., Mikada, H., & Goto, T. (2014). A Hamiltonian particle method with a staggered particle technique for simulating seismic wave propagation, *Pure and Applied*

Geophysics, in press. doi:10.1007/s00024-013-0763-x

28. Tikhonov, A.N. (1950). On determining electrical characteristics of the deep layers of the Earth's crust, *Doklady*, **73**, 295-297.
29. Viljanen, A., Pirjola, R., & Amm, O. (1999). Magnetotelluric source effect due to 3D ionospheric current systems using the compleximage method for 1D conductivity structures, *Earth, Planets and Space*, **51**, 9, 933–946.

## 第2章 海底における人工電流源電磁探査法の適用とその問題点

### 2.1 緒言

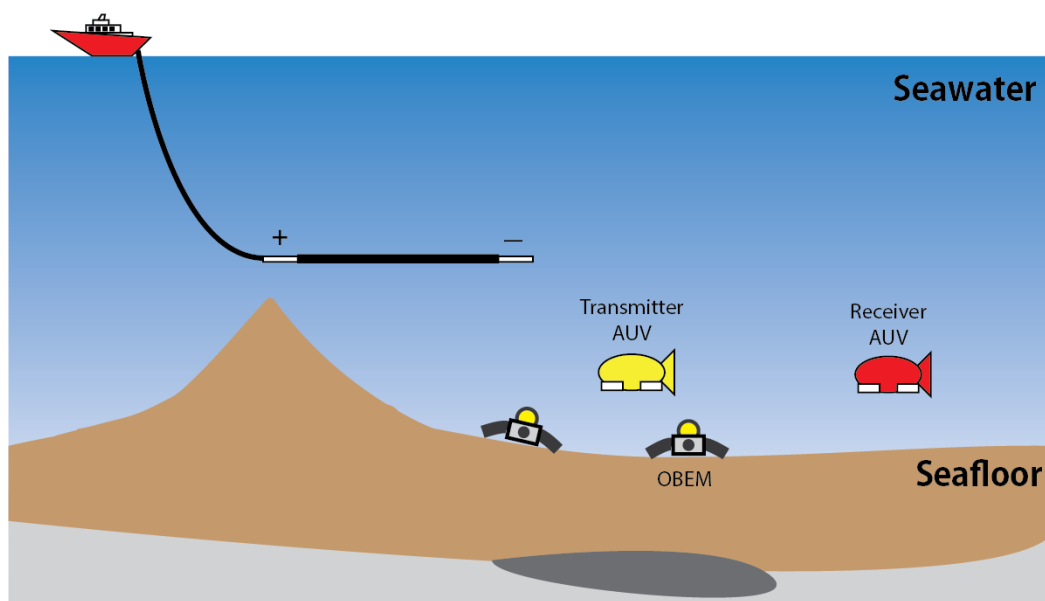
近年、海洋における詳細な地下比抵抗構造調査を目的とし、自然界の電磁場変動を観測する Magnetotelluric (MT 法) や、人工信号源を用いる電磁探査法 (Controlled-Source Electromagnetic 法 : CSEM 法) が利用されている。MT 法では自然界の電磁場変動を利用するが、海底下構造の調査では、海水の比抵抗が小さく高周波成分の電磁場変動が海水中で大きく減衰するため、高解像力の探査に適していない。このような海水層のスクリーニングにより、MT 法では海底下の数 km 以浅の解像度が大幅に低下し、海底下浅部の詳細な比抵抗構造を決めることは難しい。一方、CSEM 法は対象となる構造付近に直接人工信号源を配置し、調査を行なうため、MT 法のような海水によるスクリーニングの影響は非常に小さい。従って、MT 法では調査することが難しい海底面下浅部の詳細な比抵抗構造を調査することができる。この手法は近年、海底に存在する石油・天然ガス調査に盛んに用いられている (Constable et al., 2007; 山根, 2008; Constable, 2010)。

石油・天然ガスのみならず、近年の世界経済の成長に伴う金属資源の需要が拡大により、海底下の金属資源へも注目が集まっている。海底金属資源のうち、最も注目されているのは海底熱水鉱床である。海底熱水鉱床とは、マグマ活動などにより加熱され、上昇した地下水が海底面で海水により急速に冷却された結果、地下水中の溶融物質である銅・鉛・亜鉛・鉄などの金属が沈殿して生成された鉱床である。これらにはいわゆるレアメタルが含まれており、将来有望な資源とされている。海底熱水鉱床の賦存量を調査するには、陸上での探鉱と同様に、電磁探査などの物理探査技術による地下情報取得が重要である。実際に海底熱水鉱床においても電磁探査は行われ始め、例えばノーティラス社がパプア・ニューギニア沖で行った電磁探査（磁場を人工信号源とする方法 : Kowalczyk et al., 2008）が例として挙げられる。しかし、海底熱水鉱床への CSEM 法の適用事例はこれまでほとんど報告されておらず、数値計算を行った例は報告されていない。海外の海底熱水鉱床に対しては、大西洋中央海嶺において電気探査やボーリング調査が行われ、部分的な比抵抗値が得られ始めている (Humphris et al., 1995; Herzenet et al., 1996)。日本の周辺の海底熱水鉱床に対しても、伊豆・小笠原海域や沖縄海域においてボーリング調査等が開始されている。これまでの調査から海底熱水鉱床域における比抵抗は、海域によって比抵抗の偏りがあるものの、周辺よりも低い値が検出されることが明らかとなりつつある。例えば、Herzenet et al. (1996)によると、海底

熱水鉱床の比抵抗は  $0.21 \Omega\text{m}$  であるという報告例がある。周辺の玄武岩の比抵抗は  $2.35 \Omega\text{m}$ 、海水の比抵抗は  $0.3 \Omega\text{m}$  と報告されており、海底熱水鉱床の比抵抗値は周辺より低い比抵抗を示している。CSEM 法においては、対象とする構造の比抵抗の違いによる受信電磁場の異常減衰・増幅を用いて探査を行う。そのため、低比抵抗が検出される海底熱水鉱床域での、CSEM 法の適用可能性が示唆される。

従来の海中における CSEM 法探査では、調査船と深海曳航体を同軸ケーブルで結び、その後方にケーブルを用いて送信電極を曳航する方式が用いられていた。しかしこの方式では、海底熱水鉱床の周辺に見られるチムニーやカルデラ壁といった大小の海底地形の起伏を考慮し、海底面からケーブルを離して曳航する必要がある。このため、従来法では海底下直下の地下構造の情報を得難かった。そこで本研究では、自律型無人探査船 (AUV) を 2 台用いた新しい CSEM 法探査によりこの問題を克服することを提案する。すなわち、1 台の自律型無人探査船に送信電極を設置し、もう 1 台の自律型無人探査船でその電場を受信するという方式である。AUV はケーブルを曳航する必要がないため、海底地形に起伏がある場合であっても、送信電極および受信電極ともに海底面から一定の高さを保って電流送受信をすることができるため、有効な電磁探査を行うことができる (今村他, 2011)。

CSEM 法探査では、探査方向に対する送信ダイポールの配置により、作り出される電磁場の挙動が決定される。このため、調査対象である低比抵抗体を含む構造の推定に適した送信ダイポールと受信器の位置関係を予め検討することが重要である。さらに観測点近傍で入力信号を発生させるため、ソースの影響を考慮した解析が必要である。本研究の目的は、2.5 次元有限要素法を用いた電磁場解析シミュレーションを適用し、実際の探査時を想定しつつ、自律型無人探査船を 2 台用いた新しい CSEM 法の実現可能性の検討を行うことである。この検討に向け、海底熱水鉱床周辺域を想定したモデルの解析を行う。しかしながら、後述するように解析可能な実データは遠隔操作無人探査機 (ROV) で取得され、 $y$  方向 (2.5 次元問題における紙面垂直方向) のダイポールを用いている。そのため、取得された実データの解析に役立つ検討を行うことに目的を絞り、モデル解析の結果を基に、海底熱水鉱床が電磁場に与える影響を考慮し、電磁探査の適用可能性を議論する。また、海底熱水鉱床周辺では、海底地形の起伏が急峻であることが知られているため、海底地形が観測される電磁場に与える影響について議論を行う。さらに、自律型無人探査船に伴うノイズを考慮し、実際に探査を行うにあたり、電磁場の最大観測可能範囲についても議論する。



**Figure 2-1 Conceptual diagram of CSEM survey using two AUVs. Although cabled transmitter is difficult to close to the topographic seafloor, AUVs can be close to the topographic seafloor.**

## 2.2 有限要素法を用いたフォワード計算

### 2.2.1 基礎方程式

時間変動する電磁場ベクトルは以下の4つの方程式に支配され、これらをマクスウェル方程式という。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{Equation 2-1}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \text{Equation 2-2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad \text{Equation 2-3}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{Equation 2-4}$$

特に、等方均質媒質の場合には以下の構成方程式が成り立つ。

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad \text{Equation 2-5}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \text{Equation 2-6}$$

ここで各パラメータは次のように表される。

$\mathbf{E}$ : 電場 [V/m]

$\mathbf{B}$ : 磁束密度 [T]

<b>H</b> : 磁場 [A/m]	<b>J</b> : 電流密度 [A]
<b>D</b> : 電束密度 [C/m <sup>2</sup> ]	$\rho$ : 電荷密度 [C]
$\varepsilon$ : 誘電率 [F/m]	$\mu$ : 透磁率 [H/m]
$\sigma$ : 電気伝導度 [S/m]	

以上より，マクスウェルの方程式は次式で表すことができる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \text{Equation 2-7}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{Equation 2-8}$$

また本章では，フーリエ変換を次式のように定義する。

$$f(\omega) = \int_0^T dt f(t) e^{i\omega t} \quad \text{Equation 2-9}$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_N}^{\omega_N} d\omega f(\omega) e^{-i\omega t} \quad \text{Equation 2-10}$$

$i$  は虚数単位， $T$  は観測時間の最大値， $\omega$  は角周波数， $\omega_N$  は最大角周波数である。

したがって，Equation 2-7, Equation 2-8 をフーリエ変換すると次式のようになる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad \text{Equation 2-11}$$

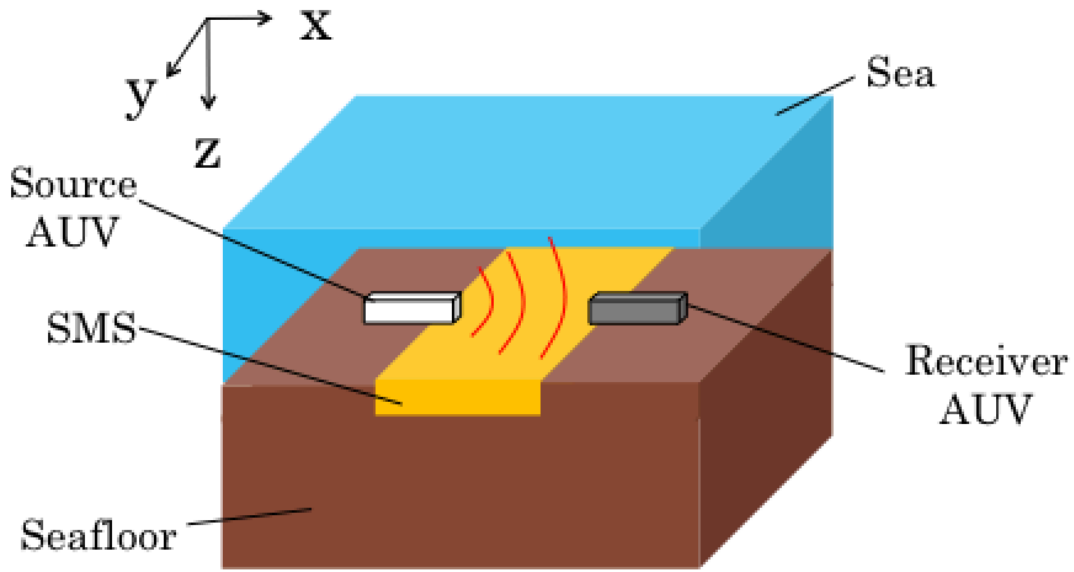
$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma + i\omega\varepsilon)\mathbf{E} + \mathbf{J} \quad \text{Equation 2-12}$$

ここで， $\hat{y} = i\mu\omega$ ， $\hat{z} = \sigma + i\omega\varepsilon$  (Ward and Hohmann, 1988) とすると，次のように表される。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\hat{z}\mathbf{H} \quad \text{Equation 2-13}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \hat{y}\mathbf{E} + \mathbf{J} \quad \text{Equation 2-14}$$

本研究では有限要素法に基づく 2.5 次元電磁場解析コードを開発し，数値計算を実施した。2.5 次元解析とは地質構造は 2 次元的な広がりを仮定し，人工的に発生させた電磁場は 3 次元的に伝搬すると仮定して計算する手法である。現実の地質構造は，活断層や貫入構造の同様に 2 次元的な特徴を示すものも多いため，2.5 次元解析は実用的な方法である。2.5 次元解析のモデル図を Figure 2-2 に示す。2.5 次元解析はこのとき  $y$  軸を Figure 2-2 に示すように紙面垂直方向にとる。



**Figure 2-2 Concept of 2.5-D simulation in CSEM survey.**

フーリエ変換を用いた場合、Equation 2-13・Equation 2-14は次のように  $y$  方向が波数領域となった式で表される (Stoyer and Greenfield, 1976)。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\hat{y}}{k_e^2} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\hat{y}}{k_e^2} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} \right) - \hat{y} \hat{E}_y + ik_y \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{k_e^2} \right) \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{k_e^2} \right) \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} \right] =$$

$$\hat{J}_{sy} - ik_y \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{k_e^2} \hat{J}_{sx} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{k_e^2} \hat{J}_{sz} \right) \right]$$

**Equation 2-15**

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\hat{z}}{k_e^2} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\hat{z}}{k_e^2} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} \right) - \hat{z} \hat{H}_y + ik_y \left[ -\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{k_e^2} \right) \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{k_e^2} \right) \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} \right] =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\hat{z}}{k_e^2} \hat{J}_{sz} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\hat{z}}{k_e^2} \hat{J}_{sx} \right)$$

**Equation 2-16**

ここで、 $k^2 = -\hat{z}\hat{y}$ 、 $k_e^2 = k_y^2 - k^2$ である。これらの式を連立させて解くことで、 $\hat{J}_y$ の電流が送信されたときの $\hat{E}_y, \hat{H}_y$ がそれぞれ得られる。他の電磁場 $\hat{E}_x, \hat{E}_z, \hat{H}_x, \hat{H}_z$ は、 $\hat{E}_y, \hat{H}_y$ の微分値を用いて次式から計算される。

$$\hat{E}_x = \frac{1}{k_e^2} \left( -ik_y \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial x} - \hat{z} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial z} - \hat{z} \hat{J}_{sx} \right)$$

**Equation 2-17**

$$\hat{E}_z = \frac{1}{k_e^2} \left( -ik_y \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} + \hat{z} \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} - \hat{z} \hat{J}_{sz} \right)$$

**Equation 2-18**



$$\hat{H}_x = \frac{1}{k_e^2} \left( -ik_y \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} + ik_y \hat{J}_{sz} \right) \quad \text{Equation 2-19}$$

$$\hat{H}_x = \frac{1}{k_e^2} \left( -ik_y \frac{\partial \hat{H}_y}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial \hat{E}_y}{\partial z} + ik_y \hat{J}_{sz} \right) \quad \text{Equation 2-20}$$

本研究では Equation 2-15・Equation 2-16を解くにあたり，有限要素法を用いた。境界条件には，計算領域の端で全ての場がゼロとなるようディリクレ条件で  $E_y = H_y = 0$  として与えている。ところが人工送信源を用いた電磁場解析の場合，有限要素法離散化により得られる係数行列は，選択する波数によって，行列が悪条件に近い行列になる。そのため，反復解法を用いて連立一次方程式を解こうとすると残差が収束しづらくなり，正しい解が得られなくなることが起こりうる。そこで本研究では，連立一次方程式を解く際に直接解法を用いた。直接解法には疎行列用のLeft-lookingのLU分解を利用した。Left-lookingとは，LU分解をする際にLとUを列ごとに同時に解く手法である (Davis, 2006)。

様々な波数について電磁場を計算した後，フーリエ逆変換を行い，実空間での電磁場を求める。本研究ではフーリエ逆変換を行う際， $y = 0$ の断面で計算した。本研究で用いる2.5次元モデリングは，これまで油ガスなどを対象としたCSEM法の解析に用いられている (Abubakar et al., 2008; Everett and Edwards, 1992; Kong et al., 2008; Mitsuhata et al., 2002)。ところが海底熱水鉱床を対象とする場合，対象とする計算領域のスケールが数百メートル程度であり，油ガスなどの解析で用いられてきた計算領域である数キロメートルというスケールに比べるとかなり狭い。そこで，本研究ではフーリエ逆変換の際に使用する $y$ 方向の波数を高次の範囲まで用いることで，特に送信器近傍の計算精度の向上を目指した。具体的には，使用する波数の範囲を $10^{-4} \sim 0.1$ までとし，送信源近傍でのメッシュ幅を1 mと設定した。その結果，送信器近傍において計算精度の向上が見られ，送受信間距離40 mの位置で約2.1 %以下の計算誤差となった。

## 2.2.2 境界条件

CSEM 法の場合，電流源として一つの節点のみを与えた場合，電磁場を計算するにあたり，その節点の特異点になるという問題点がある。このような特異点問題を解決するため，モデルをバックグラウンド（海水と海底がつくる構造）の比抵抗による応答を表す1次場と，比抵抗異常体（本研究では海底熱水鉱床）からの応答による2次場に分離することが一般的に行われる。ところが，海底熱水鉱床周辺のようにモデルが複雑な地質構造を有する場合は，電流源近傍で電磁場を1次場と2次場に分離することは容易ではない (Mitsuhata, 2000)。なぜなら CSEM 法においては，1次場に対しては1次元構造を仮定した解析解を利用しており，扱える構造が半無限均質構造あるいは水平多層構造に限られるためである。そのため，この手法を，海底熱水鉱床周辺を事例とする傾斜した構造や起伏に富んだ構造に対して適用することは困難である。本研究では，電流源での特異性を緩和する解決策として，1次場と2次場に分離することなく，Herrmann の擬似デルタ関数 (Herrmann, 1979) による解析手法 Equation 2-21 を

用いた。

$$\delta_s(x') = \frac{1}{2\tau} \begin{cases} 0 & x' \leq -2\tau \\ ((x' + 2\tau)/\tau)^2 / 2 & -2\tau < x' \leq -\tau \\ -((x' + 2\tau)/\tau)^2 / 2 + 2(x' + 2\tau)/\tau - 1 & -\tau < x' \leq \tau \\ ((x' + 2\tau)/\tau)^2 / 2 - 4(x' + 2\tau)/\tau + 8 & \tau < x' \leq 2\tau \\ 0 & 2\tau < x' \end{cases} \quad \text{Equation 2-21}$$

ここで、 $\tau$  は要素の一辺の長さを表し、 $x_0$  はソース源の位置を表す。本研究では、 $xz$  平面における電磁場解析を行うため、ソース源の位置を  $r_0 = (x_0, 0, z_0)$  とすると、3次元擬似デルタ関数は Equation 2-22 のように表される。

$$\delta_s(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \delta_s(x - x_0) \cdot \delta(y) \cdot \delta_s(z - z_0) \quad \text{Equation 2-22}$$

この手法を適用する場合、バックグラウンド構造を仮定する必要がある。そのため、モデルが複雑な地質構造を有する場合であっても特異点に関する問題を解決することができる。

なお、本章では送信電流を  $y$  方向に配置した場合を想定し解析を行った。これは3章で後述するように取得された実データの電流送信と同方向に合わせた解析を行うためである。また、観測する電場成分も同様に実データの観測方向と合わせ、 $y$  方向電場成分での感度解析を行った。

### 2.2.3 地形を考慮したメッシュの作成

本研究が対象とする海底熱水鉱床周辺では、これまでボーリング調査やカメラ観察などが実施されており、チムニーやカルデラ壁のような複雑な海底地形を示すことが海底観測などから明らかになっている (経済産業省資源エネルギー庁, 2011)。また、電磁場解析を行う際には海底地形の考慮が必要であることが指摘されている (Baba and Seama, 2002; Mitsuhashi et al., 2002)。そこで、本研究では、海底地形をモデル化する要素作成ソフトとして Triangle (Shewchuk, 1996) を用い、海底熱水鉱床を含む海底地形をモデル化した。

### 2.2.4 海底熱水鉱床を含む構造のモデル化

海底熱水鉱床のモデル化に際して、日本近海や海外において行われてきた熱水地域での海底電磁探査の結果が参考になると考えられる (例えば, Cairns et al, 1996; von Herzen et al., 1996; Tada et al, 2005; Kowalczyk, 2008)。しかし、先行研究の場合、探査スケールが大き過ぎ、熱水鉱床の構造がはっきりしない、あるいは探査深度が海底面近

傍のごく浅い場合 (Kowalczyk, 2008) に限られる傾向がある。さらに、観測点数が限られているなどの制約もあり、これまでに海底熱水鉱床の全体像を示すような比抵抗断面図は得られていない。ここで、探査対象となる海底熱水鉱床について考えると、鉱床には大きく分けて2種類の形態が存在する(経済産業省資源エネルギー庁, 2011)。そのひとつは海底熱水鉱床が海底面に露出し、その存在や平面分布が既知となっている形態である。この形態における明確な資源埋蔵量を求めるには、鉱床の層厚を求める必要がある。もうひとつの形態は、海底面下に埋没した海底熱水鉱床である。これは海底噴出の活動停止後、長い年月をかけて鉱床そのものが海底面下に埋没した、あるいは海底面下に鉱床が形成された場合に相当する。この形態では、海底熱水鉱床の存在自体が未確認で残されている可能性が高い。

本研究では海底熱水鉱床が海底面下に埋没したケースに注目し、鉱床が海底面下にあるモデルを用いて数値計算を行った。なお、ここでは送信源を異常体の片端直上に配置し、出力電流の大きさを1 A、周波数を10 Hzとした。また、送信ダイポール長は実際の自律型無人探査船に搭載可能な長さを想定し、4 mとした。受信AUVの高度は送信AUVと同高度と仮定し、送受信器間距離を変化させたときの電磁場強度を比較する。本研究では、海底熱水鉱床の厚みや深度位置、水平位置を変化させ、そのときの電磁場の解析を行った。海底面と海水の比抵抗値はそれぞれ0.45 S/mと3.3 S/mを与えた。さらに、海底熱水鉱床の比抵抗値についても Herzenet et al. (1996) に基づき、5.0 S/mを与えた。

## 2.3 地下構造が電磁波に与える影響

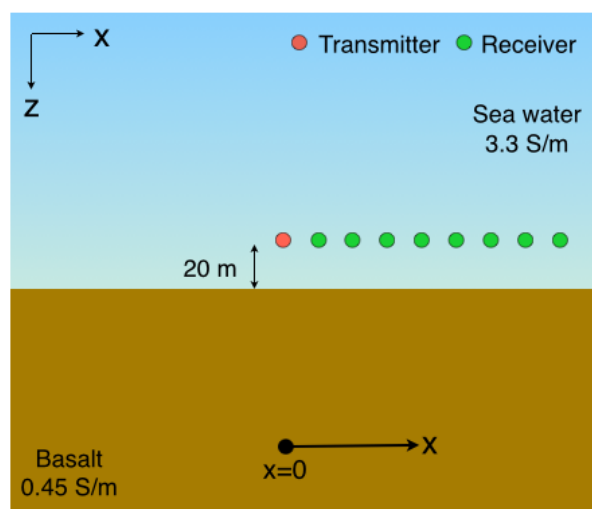
### 2.3.1 データ解析法

本研究では、海底熱水鉱床の形状が変化したときの正規化した電磁場強度の変化に注目する。正規化した電磁場強度とは、様々な形状の海底熱水鉱床を考慮したモデルに対し数値計算を実施することで得られた電磁場強度を、海底熱水鉱床を考慮しないモデルに対し数値計算から得られた電磁場強度で受信点ごとに正規化したものである。本研究では、このようにして得られた正規化した電磁場強度を用いて地下構造が観測される電磁場に与える影響の解析を行った。また、正規化した電磁場強度の減衰量を、後述するノイズで割った値をS/N比と定義し、解析を行った。

### 2.3.2 送信電流の大きさに対するノイズの影響

実際の探査での利用を想定し、2台のAUVを用いるCSEM法を適用した際に受信される電場に含まれるノイズの大きさを検討する。本研究では、電磁場に影響を及ぼすノ

イズとして、(1) 送信 AUV の位置決定誤差によるノイズ、(2) 受信 AUV の航行に伴うノイズ、(3) 送受信 AUV の姿勢（傾斜）によるノイズ、の 3 種類を考慮した。ここで、送信 AUV の位置決定誤差により発生するノイズは、送信源近傍で受信される電磁場に与える影響が大きいと考えられる。そのため、送信源近傍で詳細に検討を行う必要がある。ところが、本研究で作成した 2.5 次元モデリングコード (FEM2.5D) による数値計算では、使用できる波数の有限性が原因となり、送信源近傍（送受信距離 40 m 以内）では誤差が生じてしまう。そのため、送信源近傍のノイズを適切に評価できない可能性がある。そこで、ここでは 1 次元水平成層構造の場合での CSEM 法電磁場解析ソフト EM1D を用いて検討する。EM1D はマクスウェル方程式を解析的に解く手法を用いており、送信源近傍においても誤差を生じることがないためである。計算モデル中には海底面と海水を含み、海底面の 20 m 上方に y 方向の送信ダイポールを設置したモデルを想定した。海底面と海水の比抵抗値はそれぞれ 0.45 S/m と 3.3 S/m を与えた。AUV の位置については、海水中では GPS による位置決定ができないため、慣性航法装置などによる位置決定が用いられることが多い (Kasaya, 2011)。AUV の深度に CTD (Conductivity Temperature Depth) センサーによる深度情報取得が行われており、送受信 AUV 2 台の相対深度誤差はさほど大きくないことが期待される。ところが水平位置に関しては、慣性航法装置を用いた場合、長距離を移動することにより位置誤差が蓄積され、AUV の正しい位置が測定されないことがある（海底面に音波を当てることで速度を計測する Doppler Velocity Log により補正がなされる場合もある）。そこで本研究では送受信 AUV の水平距離の決定に 1 m の誤差が生じた場合を仮定し、そのとき観測点で受信される電磁場強度の違いを位置決定誤差によるノイズとして評価を行った (Figure 2-3)。具体的には、送信 AUV が受信 AUV に近づく方向に 1 m 水平に移動させた場合に受信される電磁場の差を、送信 AUV が移動する前の受信電磁場振幅で正規化する。これを様々なオフセット距離について求めたものを正規化した電磁場ノイズ強度 (Positioning noise) とした。



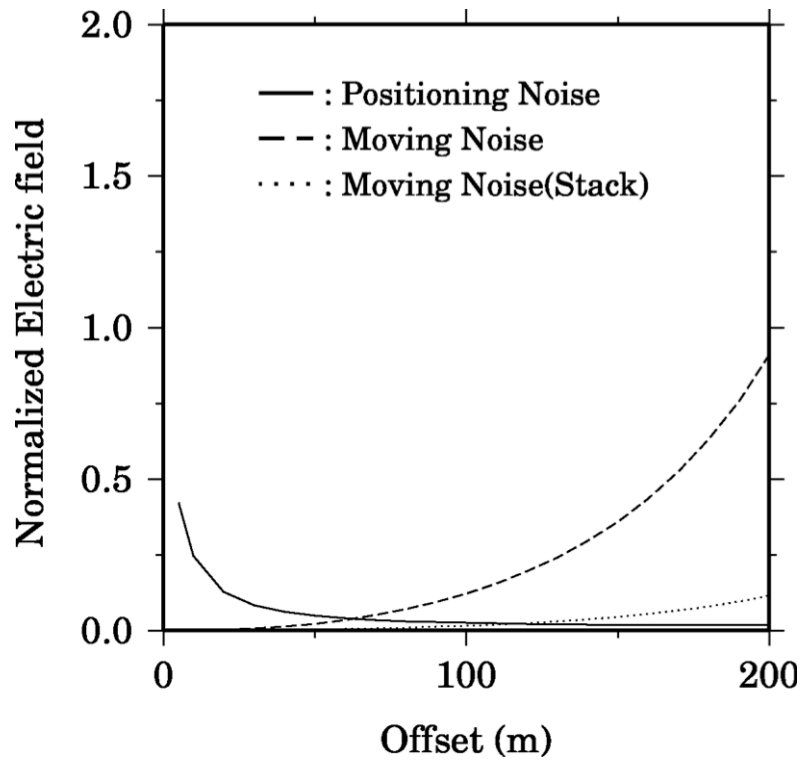
**Figure 2-3 Simulation model considering the bias noise due to positioning error of AUV (positioning noise) and the vibration noise of AUV (moving noise), respectively.**

また、AUV の航行に伴うノイズの原因には、AUV 自身が航行する際に生じる振動や AUV 自身が航行中に微傾斜することによるノイズが考えられる。そこで、受信電場に表れるノイズレベルを  $10 \mu\text{V}$ 、受信電場のダイポール長を  $4 \text{ m}$  と仮定し、送信電流値を  $\pm 50 \text{ A}$  (送信ダイポール長は前述と同じく  $4 \text{ m}$  のまま) とした場合、 $1 \text{ A}$  送信時よりも相対的に小さくなると考えられる受信ノイズレベルを計算した。受信磁場についても同様に、受信磁場に表れるノイズレベルを  $1 \text{ nT}$  と仮定した場合に想定される受信ノイズレベルを計算した。その結果、電場の受信ノイズレベルは  $6.25 \text{ nV/m}$  ( $= 10^{-6} / 4 \text{ m} / 100 \text{ A} / 4 \text{ m}$ ) となり、磁場の受信ノイズレベルは  $2 \mu\text{A/m}$  ( $1 \text{ nT} / 100 \text{ A} / 4 \text{ m} = 0.0007958 \text{ A/m} / 100 \text{ A} / 4 \text{ m} = \text{約 } 2 \mu\text{A/m}$ ) となることが明らかとなった。こうして得られた振動によるノイズレベルを、送信 AUV から発信したときの受信電磁場振幅で正規化し、オフセット距離ごとの正規化した電磁場ノイズ強度 (Moving noise) として計算した。

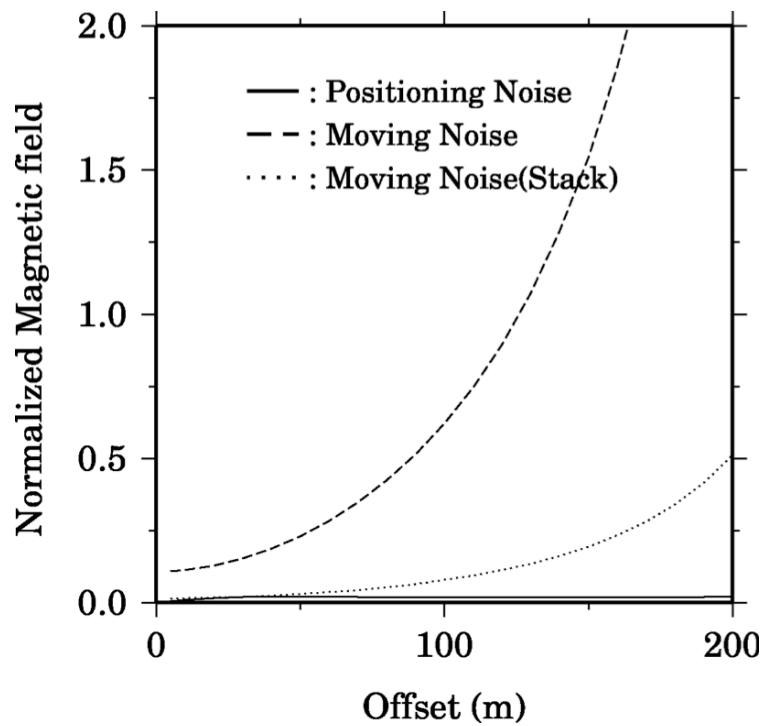
以上の AUV の位置決定誤差によるノイズと AUV の航行に伴うノイズを Figure 2-4, Figure 2-5, Figure 2-6 に示した。図中の縦軸は、それぞれ計算されたノイズを受信された電磁場で正規化したものであり、横軸は送信源からのオフセット距離を示している。Figure 2-4 は  $y$  方向のノイズ電場強度を示し、Figure 2-5 は  $x$  方向のノイズ磁場強度を示し、Figure 2-6 は  $z$  方向のノイズ磁場強度を示している。ここで、AUV の航行に伴うノイズはランダムノイズであると考えられるため、スタック処理やフィルター処理による S/N 比の改善が期待できる。そこで、今回は試みにスタック処理を 64 回行った場合を想定し、ノイズレベルが  $1/8$  になったと仮定し、電磁場に与える影響を考慮した (この間、AUV が 2 ノットで移動すると仮定する。2 ノットがおおよそ  $1.0 \text{ m/s}$  であり、送信周波数は  $10 \text{ Hz}$  であるため、 $1.0 \text{ m/s} \times 6.4 \text{ 秒間} = 6.4 \text{ m}$  移動する)。最後に、送受信 AUV の姿勢によるノイズとして、送受信 AUV の傾きなどの姿勢で生じる誤差が考

えられる。本研究では、送信 AUV の傾きに 5 度の誤差が生じた場合を想定し、そのときに観測点で受信される電磁場強度の違いを AUV の姿勢によるノイズとして評価を行った。具体的には、送受信 AUV の高度を海底面から 20 m の位置に配置し、送信 AUV から  $y$  方向の電流送信を行ったときに発生する電磁場と送信 AUV から  $z$  方向の電流送信を行ったときに発生する電磁場を計算し、重ね合わせの原理に基づいて送信 AUV が  $yz$  平面上で 5 度傾いた場合の電磁場分布を決定した。この場合、電流送信方向はベクトルとして考えられるために、送信 AUV が  $yz$  平面上で傾く場合は  $y$  方向ベクトルと  $z$  方向ベクトルに分解して考えることができるためである。こうして得られた電磁場振幅を、傾きを考慮しない場合の受信電磁場振幅で正規化し、姿勢ノイズとして計算した。その結果、送信 AUV が  $yz$  平面上で 5 度の傾きを持つとき、受信される電磁場は送受信距離に関わらず、約 0.4 % 減衰することが確認された。

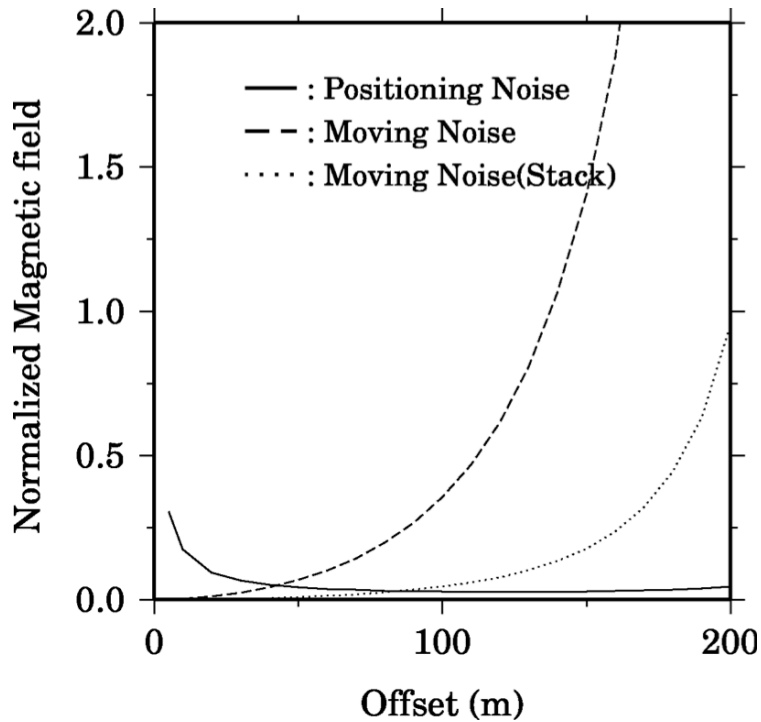
これらの結果から、特に電場水平成分で観測したとき、オフセット距離 70 m 付近までは、位置決定誤差に伴うノイズの影響が航行に伴うノイズの影響より大きい。同様に、磁場鉛直成分で観測したときは、オフセット距離 40 m 付近まで前者の影響が後者より大きい。また、磁場水平成分で観測したときは位置決定誤差に伴うノイズの影響をほとんど受けないことが確認される。一方で、送受信器の距離が離れるほど AUV の航行に伴うノイズは相対的に大きくなる。Figure 2-4, Figure 2-5, Figure 2-6 によると、スタック処理を行わない場合、水平方向電場では最大で 200 m 程度離れた位置でも観測可能であるが、水平磁場・鉛直磁場については 120-140 m 程度離れると受信振幅はノイズレベルと同程度になると考えられる。ここで、スタック処理を行うと、磁場水平成分で観測したとき、オフセット距離 50 m 付近まで送受信 AUV の姿勢不安定性によるノイズの影響が航行に伴うノイズの影響より大きい。以降では、AUV の航行に伴うノイズはスタック処理を行った場合を仮定し、正規化した電磁場の大きさとノイズによる比較を行った。



**Figure 2-4 Effect of positioning noise and moving noise of AUVs to electric field changing offset between source AUV and receiver AUV.**



**Figure 2-5 Effect of positioning noise and moving noise of AUVs to horizontal magnetic field changing offset between source AUV and receiver AUV.**



**Figure 2-6 Effect of positioning noise and moving noise of AUVs to vertical magnetic field changing offset between source AUV and receiver AUV.**

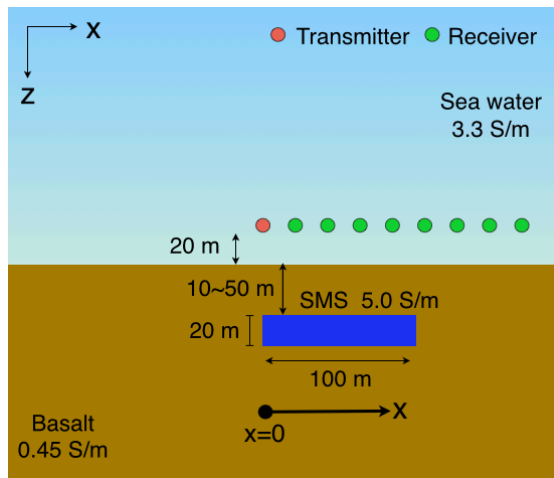
### 2.3.3 海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価

本節では、埋没した海底熱水鉱床の上面深度が変化する場合を想定し、数値計算による感度評価を行った。具体的には、低比抵抗体の厚さを 20 m、幅を 100 m で固定し、上面深度を海底面に対して 10 m, 20 m, 30 m, 40 m, 50 m と変化させたとき (

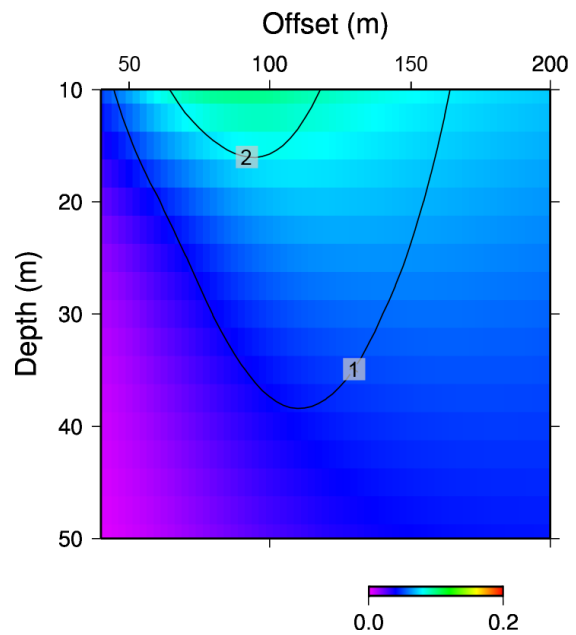
**Figure 2-7**) , 受信 AUV の位置で得られる電磁場に表れる差異を検討した。結果を **Figure 2-8**, **Figure 2-9**, **Figure 2-10** に示す。縦軸はそれぞれ低比抵抗体の海底面に対する上面深度を示し、横軸は送信源からのオフセット距離を示している。コンターの大きさはその上面深度・オフセット距離における正規化した電磁場強度の減衰量を示しており、図中の等高線は、正規化した電磁場強度の減衰量をノイズレベルで割った値、つまり、S/N 比を示している (図中には S/N 比=1, 2, 3... に関してコンター線を描いた) 。**Figure 2-8** は y 方向の正規化した電場強度の減衰量であり、**Figure 2-9** は x 方向の正規化した磁場強度の減衰量、**Figure 2-10** は z 方向の正規化した磁場強度の減衰量である。この結果から、低比抵抗体が存在する場合、受信される電磁場は減衰する傾向が見られる。**Figure 2-8**, **Figure 2-9**, **Figure 2-10** を詳しく見ると、低比抵抗体の上面深度が海底面に近づく場合、受信される電場強度及び水平方向磁場強度がより減衰する傾向があることが確認される。また、鉛直方向の磁場強度で受信した場合、海底熱



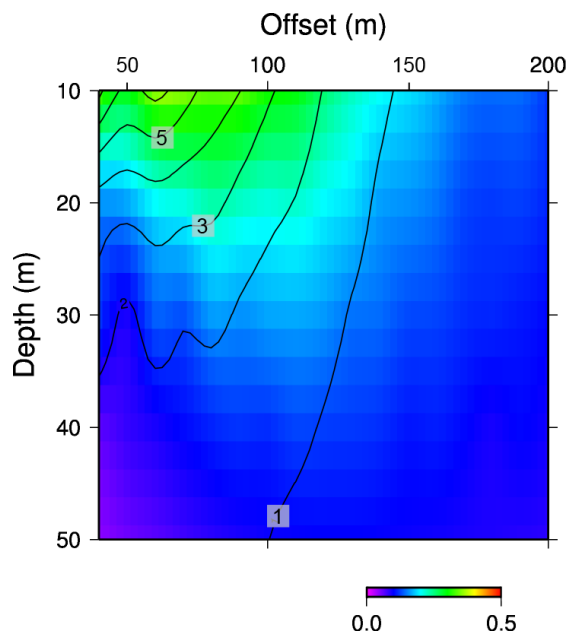
水鉱床の存在域周辺で磁場強度がわずかに大きくなることが確認された。**Figure 2-8**に示した結果によると、 $y$ 方向電場で受信すると、低比抵抗体がない場合に比べて電場強度が最大で 10 %低下した。**Figure 2-9**に示した結果によると、 $x$ 方向磁場で受信すると、低比抵抗体がない場合に比べて磁場強度が最大で 35 %低下した。**Figure 2-10**に示した結果によると、 $z$ 方向磁場で受信すると、ノイズレベルが磁場強度の減衰量より大きく、どの範囲においても観測できないことが確認された。**Figure 2-8, Figure 2-9, Figure 2-10**に示した結果から、受信される電磁場は低比抵抗体の右端境界で急変することではなく、遠方で受信した電磁場でも全体的に強度が減衰することが確認される。なお、本節の結果のうち、上面深度が 10 m, 20 m, 40 m と変化したときの結果に関しては、横軸にオフセット距離、縦軸に正規化した電磁場強度として表したものを付録に付している。



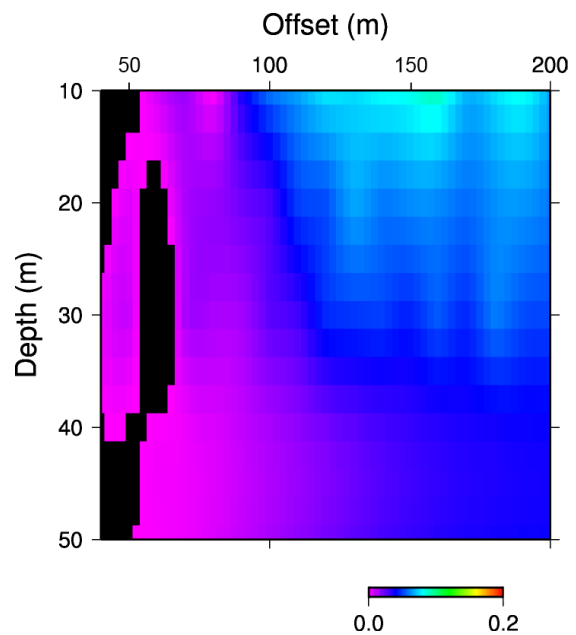
**Figure 2-7 Simulation model changing depth of SMS (Submarine massive sulphides).**



**Figure 2-8 Results received from the normalized electric field changing depth of SMS.**



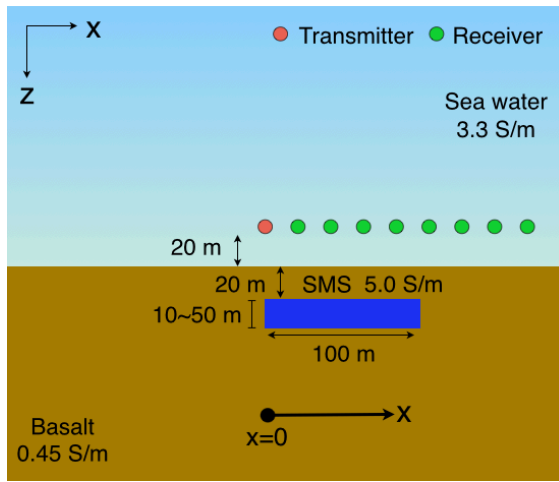
**Figure 2-9 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing depth of SMS.**



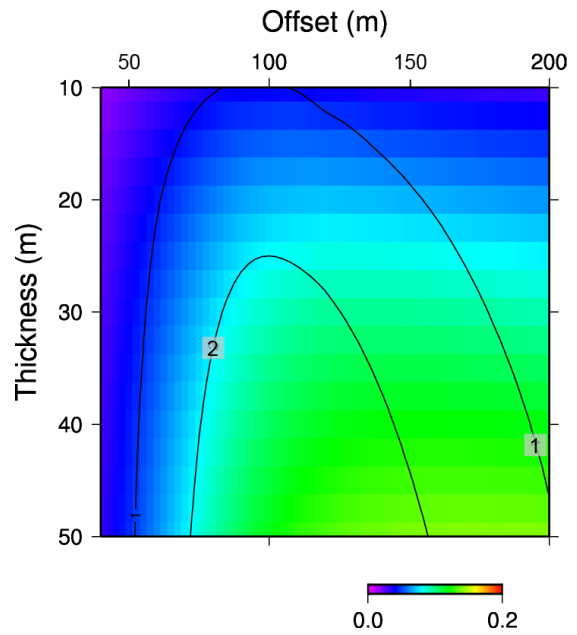
**Figure 2-10 Results received from the normalized vertical magnetic field changing depth of SMS.**

### 2.3.4 海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価

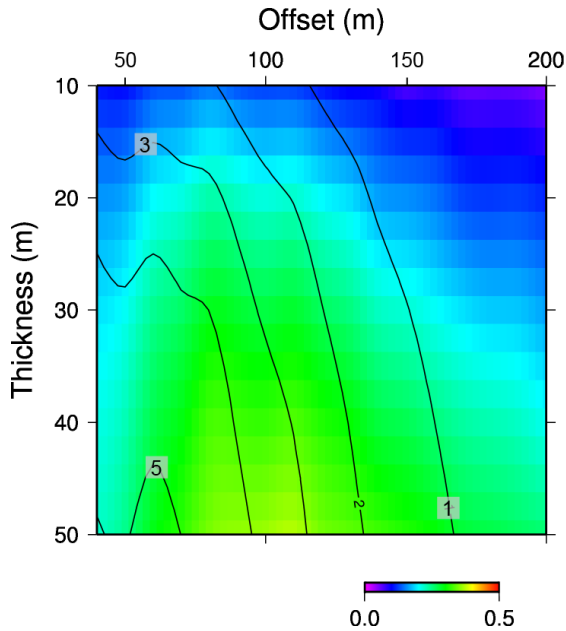
本節では、埋没した海底熱水鉱床の厚さが変化する場合を想定し、数値計算による感度評価を行った。具体的には、低比抵抗体の上面の深度を 20 m、幅を 100 m で固定し、厚さを 10 m, 20 m, 30 m, 40 m, 50 m と変化させたとき (Figure 2-11)、受信 AUV の位置で得られる電磁場に表れる違いを検討した。Figure 2-12, Figure 2-13, Figure 2-14 に計算結果を示す。それぞれ縦軸は海底熱水鉱床の厚さを示し、横軸は送信源からのオフセット距離を示している。Figure 2-12 は  $y$  方向の正規化した電場強度の減衰量であり、Figure 2-13 は  $x$  方向の正規化した磁場強度の減衰量、Figure 2-14 は  $z$  方向の正規化した磁場強度の減衰量である。これらの結果から、低比抵抗体の厚さが増加するに従い、電磁場の減衰量は比例的に増加する傾向が認められる。Figure 2-12 に示した結果によると、正規化された電場強度は低比抵抗体の端部すなわちオフセット距離が 100 m の位置で最も大きく減衰し、それより遠方の観測点では正規化した電場強度はわずかに増幅するが、減衰したままであった。Figure 2-13 で示した結果から、正規化された磁場強度は低比抵抗体の端部で最も大きく減衰し、それより遠方の観測点では減衰が弱まる傾向が見て取れる。Figure 2-14 で示した結果によると、正規化された電磁場強度は低比抵抗体の端部付近から減衰をはじめ、十分遠方で減衰量が一定になる傾向が確認される。なお、本節の結果のうち、厚さが 10 m, 20 m, 40 m と変化したときの結果に関しては、横軸にオフセット距離、縦軸に正規化した電磁場強度として表したものを付録に付している。



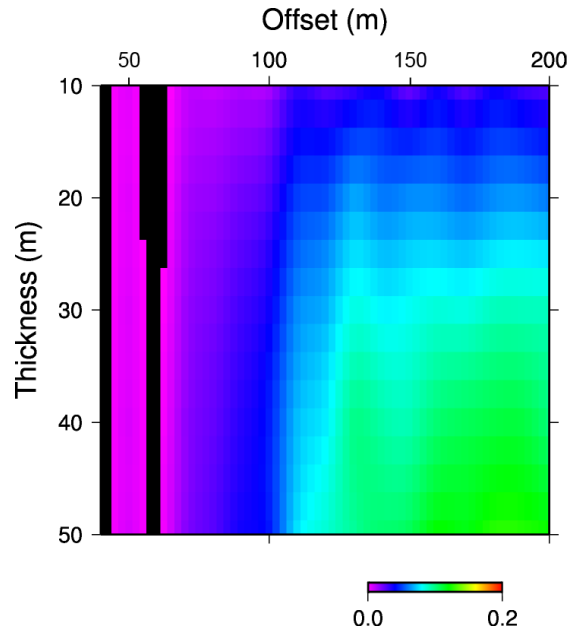
**Figure 2-11 Simulation model changing thickness of SMS.**



**Figure 2-12 Results received from the normalized electric field changing thickness of SMS.**



**Figure 2-13 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing thickness of SMS.**



**Figure 2-14 Results received from the normalized vertical magnetic field changing thickness of SMS.**

### 2.3.5 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価

本節では、海底熱水鉱床の上面深度が変化する場合に加え、さらに海底地形に傾斜を含む場合を考慮し、数値計算による比較を行った。海底地形には、先に述べた沖縄海域で経済産業省資源エネルギー庁（2011）により取得された海底熱水鉱床の断面図（Figure 2-15）を元に海底地形を作成した。その際のメッシュ構成の一部を Figure 2-16 に示す。Figure 2-16 は Figure 2-15 のマウンドを含む部分を三角形要素を用いて離散化したモデルである。なお、図中の赤線部は海底面を表している。

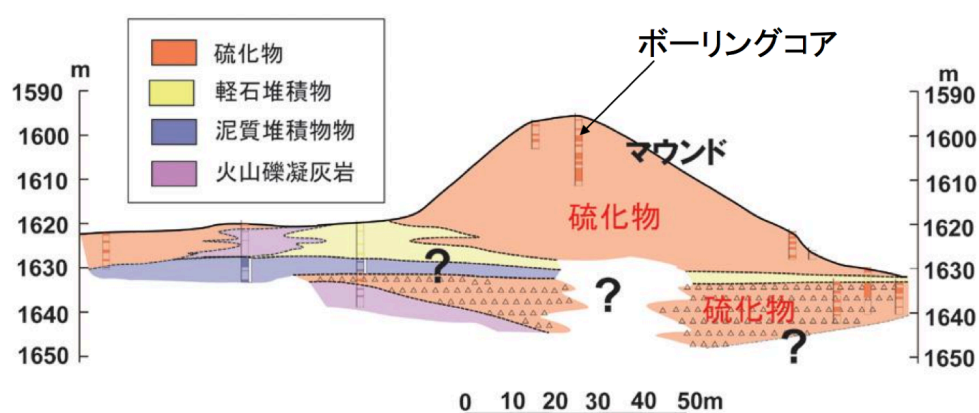


Figure 2-15 Cross section of model mound in Okinawa area (経済産業省資源エネルギー庁, 2011)

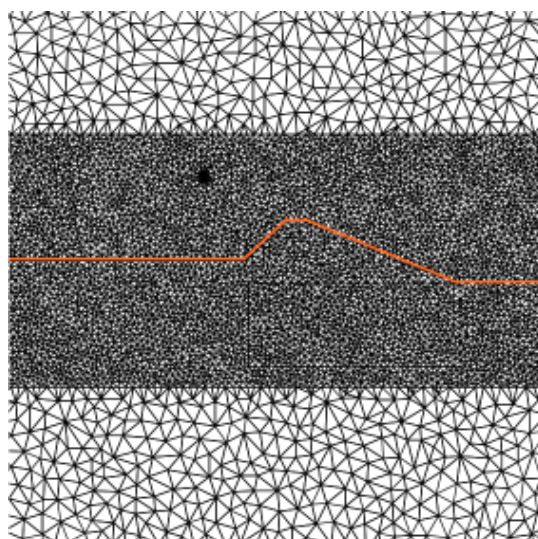
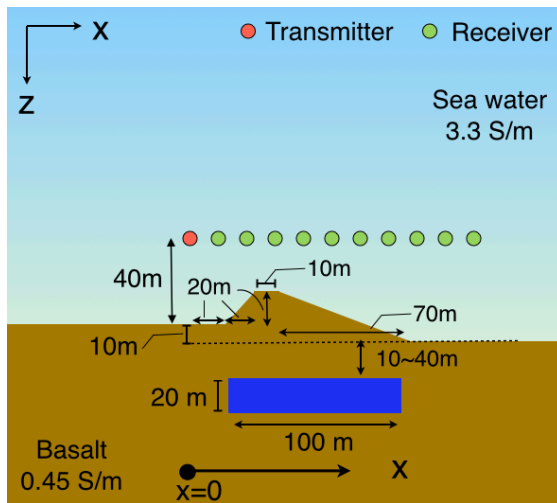
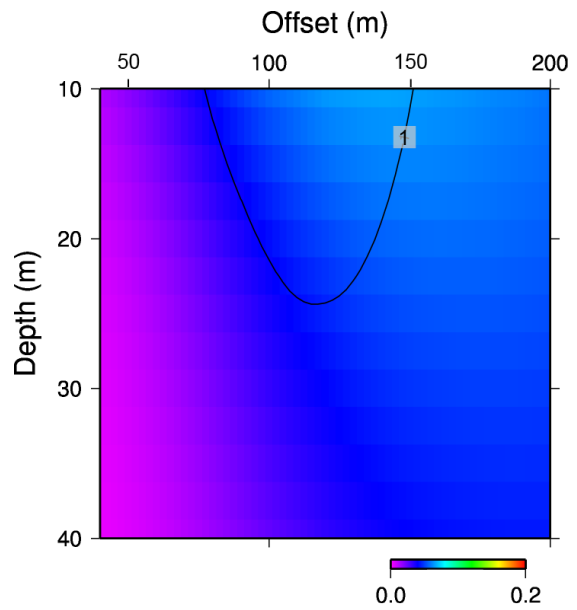


Figure 2-16 Topographical model used in the simulation. Each triangle denotes element for FEM. Red line shows the boundary of seawater and seafloor.

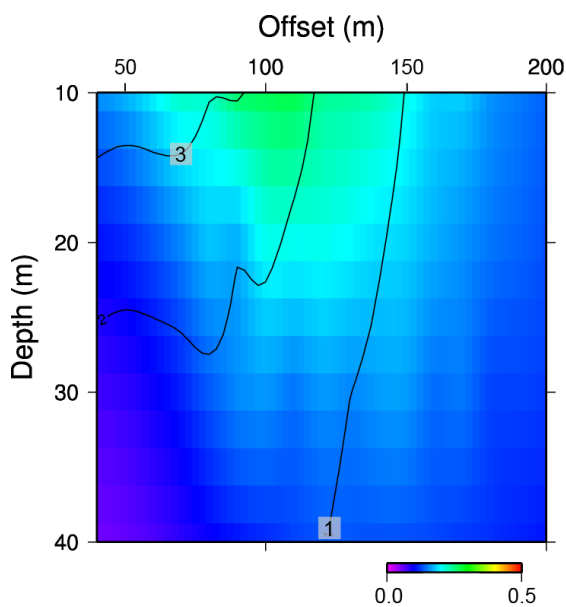
このとき埋没した海底熱水鉱床の上面深度が変化する場合を想定し、数値計算による感度評価を行った。具体的には、Figure 2-17 と同様に低比抵抗体の幅を 100 m、厚さを 20 m と固定し、上面深度を斜面の右端部に対して 10 m, 20 m, 30 m, 40 m と変化させたとき、受信 AUV の位置で得られる電磁場に表示される違いを検討した。結果を Figure 2-18, Figure 2-19, Figure 2-20 に示す。それぞれ縦軸は低比抵抗体の斜面の右端部に対する上面深度を示し、横軸は送信源からのオフセット距離を示している。Figure 2-18 は  $y$  方向の正規化した電場強度の減衰量であり、Figure 2-19 は  $x$  方向の正規化した磁場強度の減衰量、Figure 2-20 は  $z$  方向の正規化した磁場強度の減衰量である。これらの結果から、海底地形を考慮した場合でも正規化した電磁場で検証すると、受信される電磁場は減衰して得られる傾向が見られる。Figure 2-18, Figure 2-19, Figure 2-20 を詳しく見ると、低比抵抗体の上面深度が海底面に近づく場合、受信される電場強度がより減衰する傾向が確認される。また、鉛直方向の磁場強度で受信した場合、海底熱水鉱床の存在域周辺で磁場強度がわずかに増加する。Figure 2-18 に示した結果によると、 $y$  方向電場で受信すると低比抵抗体がない場合に比べて電磁場強度が最大で 7 % 低下した。また、Figure 2-19 に示した結果では、 $x$  方向磁場で受信すると低比抵抗体がない場合に比べて電磁場強度が最大で 26 % 低下した。さらに Figure 2-18, Figure 2-19, Figure 2-20 に示した結果から、受信される電磁場は低比抵抗体の右端境界で急変することではなく、遠方で受信した電磁場であっても全体的に強度が減衰していることが確認できる。なお、本節の結果のうち、上面深度が 10 m, 20 m, 40 m と変化したときの結果に関しては、横軸にオフセット距離、縦軸に正規化した電磁場強度として表したものを付録に付している。



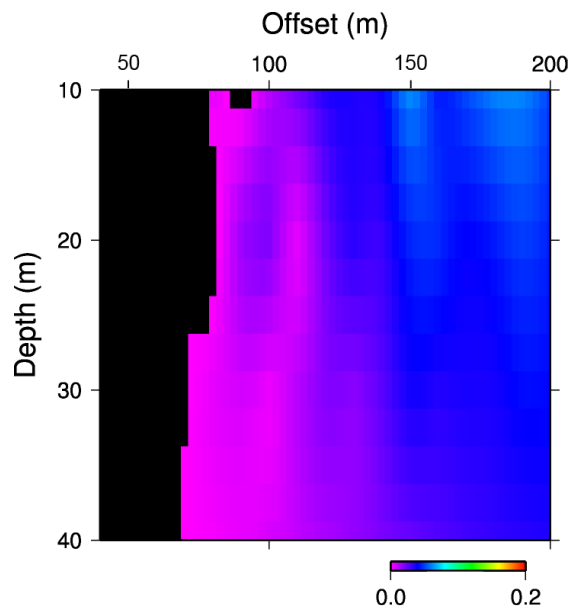
**Figure 2-17 Simulation model changing depth of SMS for the model with topography.**



**Figure 2-18 Results received from the normalized electric field changing depth of SMS for the model with topography.**



**Figure 2-19 Results received from the normalized electric field changing depth of SMS for the model with topography.**

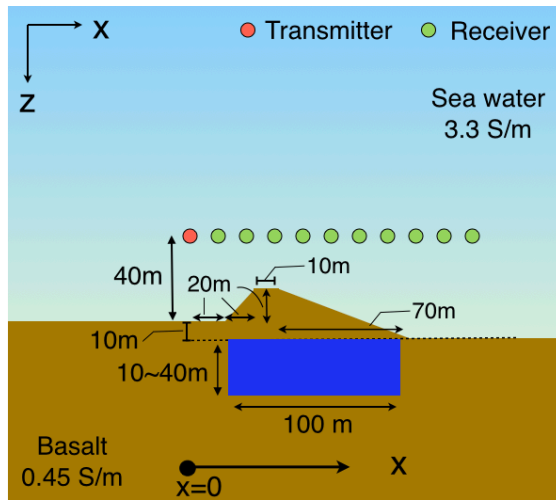


**Figure 2-20 Results received from the normalized vertical magnetic field changing depth of SMS for the model with topography.**

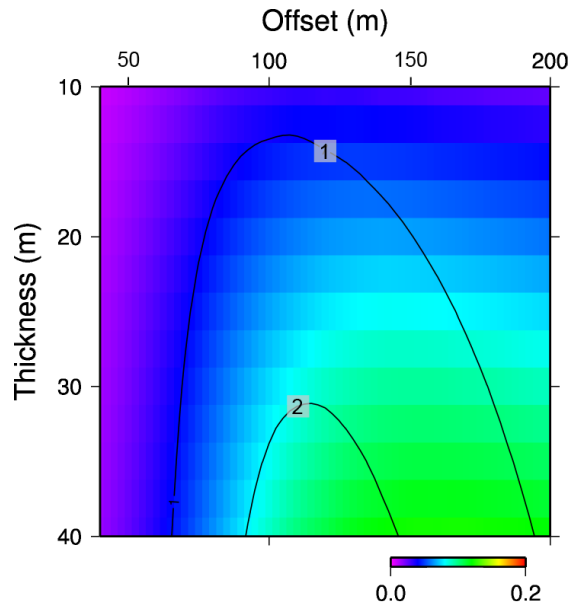
### 2.3.6 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価

本節では、海底熱水鉱床の厚さが変化する場合に加え、さらに海底地形に傾斜を含む場合を想定し、数値計算による比較を行った。海底地形には、先に述べた沖縄海域での断面図を元に海底地形を作成した。このとき埋没した海底熱水鉱床の厚さが変化する場合を想定し、数値計算による感度評価を行った。具体的には、Figure 2-21 と同様に、低比抵抗体の幅を 100 m、上面深度を 10 m に固定し、厚さを 10 m, 20 m, 30 m, 40 m と変化させたとき、受信 AUV の位置で得られる電磁場に表れる違いを検討した。結果を Figure 2-22, Figure 2-23, Figure 2-24 に示す。Figure 2-22 は  $y$  方向の正規化した電場強度の減衰量であり、Figure 2-23 は  $x$  方向の正規化した磁場強度の減衰量、Figure 2-24 は  $z$  方向の正規化した磁場強度の減衰量である。Figure 2-22 に示した結果によると、正規化された電場強度は低比抵抗体の端部すなわちオフセット距離が 120 m の位置で最も大きく減衰し、それより遠方の観測点では正規化した電場強度は増幅することなく、減衰したままであった。Figure 2-23 で示した結果から、正規化された磁場強度は低比抵抗体の端部で最も大きく減衰し、それより遠方の観測点では減衰が弱まる傾向が確認できる。Figure 2-24 で示した結果によると、正規化された電磁場強度は低比抵抗体の端部付近から減衰をはじめ、十分遠方で減衰量が一定になる傾向が確認できる。なお、本節の結果のうち、厚さが 10 m, 20 m, 40 m と変化したときの結果に関しては、横軸にオフセット距離、縦軸に正規化した電磁場強度として表したものを付録に付している。

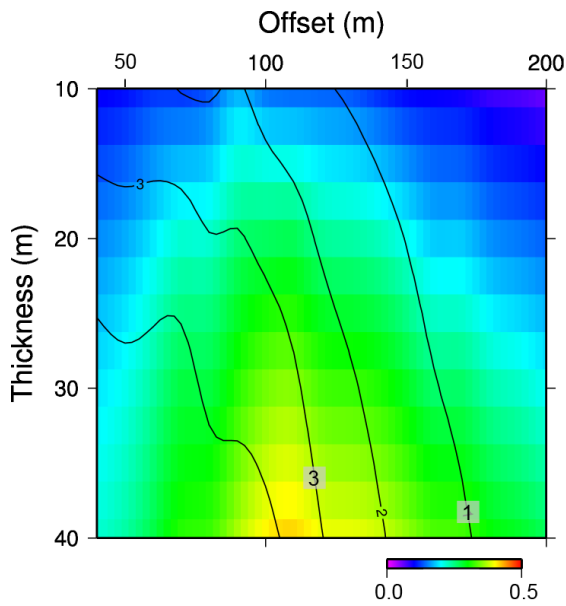




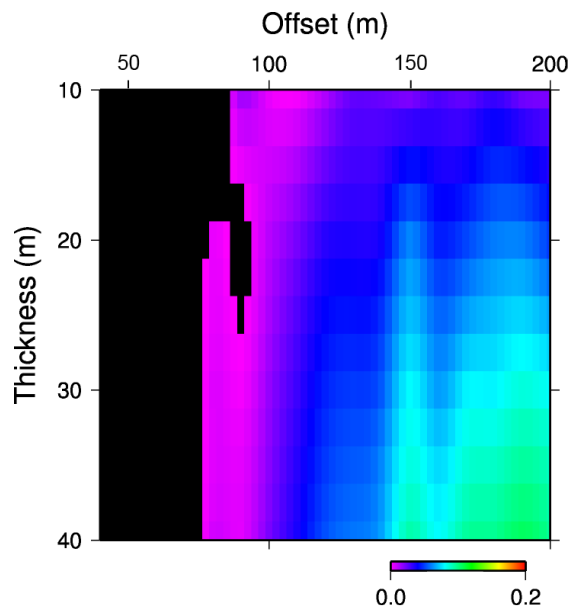
**Figure 2-21 Simulation model changing thickness of SMS for the model with topography.**



**Figure 2-22 Results received from the normalized electric field changing thickness of SMS for the model with topography.**



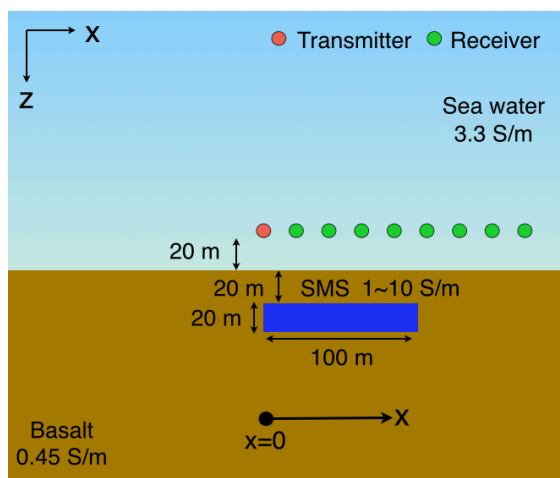
**Figure 2-23 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing thickness of SMS for the model with topography.**



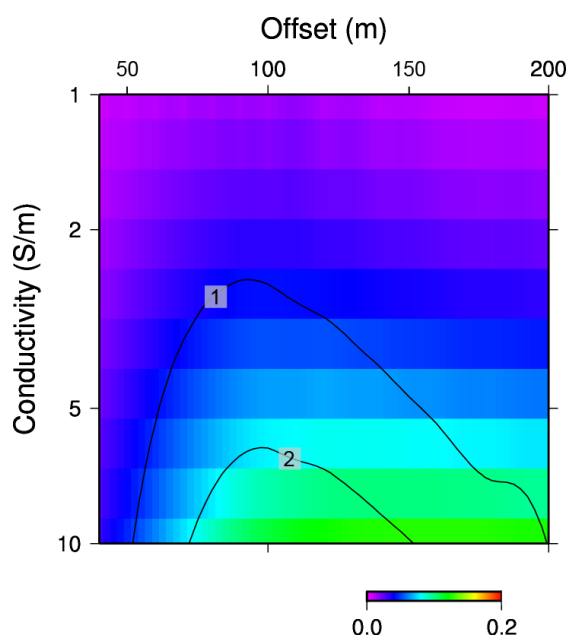
**Figure 2-24 Results received from the normalized vertical magnetic field changing thickness of SMS for the model with topography.**

### 2.3.7 海底熱水鉱床の比抵抗に対する感度評価

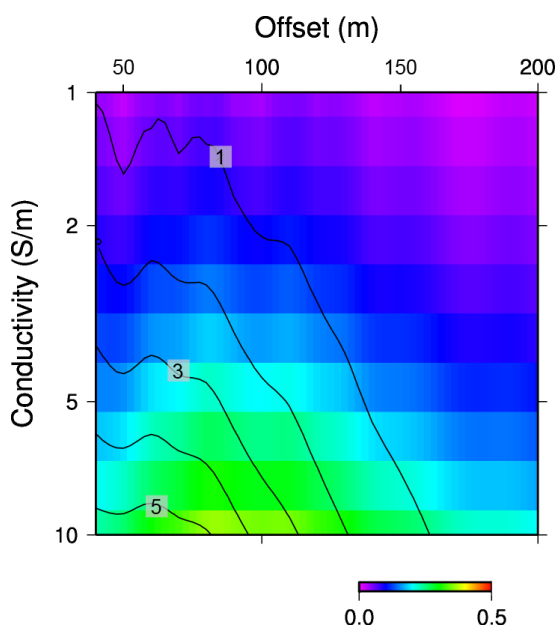
本節では、海底熱水鉱床の比抵抗に対する感度評価を行う。これまで、海底熱水鉱床の比抵抗値を定量的に評価した例として、Herzenet et al. (1996)による報告例がある。この報告例によると、海底熱水鉱床の比抵抗値は  $0.21 \Omega\text{m}$ 、周辺の玄武岩の比抵抗値は  $2.35 \Omega\text{m}$ 、海水の比抵抗値は  $0.3 \Omega\text{m}$  と報告されている。ところが、近年の研究結果から海底熱水鉱床の比抵抗には海域により偏りや幅があることが明らかになりつつある。例えば、真行寺他 (2011) によると、沖縄海域での海底熱水鉱床の比抵抗は  $0.1 \Omega\text{m}$  から  $1 \Omega\text{m}$  程度であるという報告がなされている。そこで本節では、海底熱水鉱床の比抵抗が受信される電磁場に与える影響について、数値計算を用いて評価を行った。具体的には、低比抵抗体の幅を  $100 \text{ m}$ 、厚さを  $20 \text{ m}$  で固定し、電気伝導度を  $10.0 \text{ S/m}$ 、 $5.0 \text{ S/m}$ 、 $1.3 \text{ S/m}$ 、 $1.0 \text{ S/m}$  と変化させたとき、受信 AUV の位置で得られる電磁場にどのような違いが表れるのかを検討した。このとき低比抵抗体の比誘電率を  $1.0$ 、上面の深度を  $20 \text{ m}$  として、海底下に埋没した場合 (Figure 2-25) について検討を行った。Figure 2-26, Figure 2-27, Figure 2-28 に計算結果を示す。縦軸は電気伝導度を示し、横軸は送信源からのオフセット距離を示している。Figure 2-26 は  $y$  方向の電場強度の減衰量を示し、Figure 2-27 は  $x$  方向の磁場強度の減衰量を示し、Figure 2-28 は  $z$  方向の磁場強度の減衰量を示している。これらの結果から、低比抵抗体の電気伝導度の増加に従い、電磁場の減衰量は大きくなる傾向が認められた。Figure 2-26 に示した結果によると、正規化された電場強度は低比抵抗体の端部すなわちオフセット距離が  $100 \text{ m}$  の位置で最も大きく減衰し、さらに遠方の観測点では正規化した電場強度はわずかに増幅するが、減衰したままであった。Figure 2-27 で示した結果から、正規化された磁場強度は低比抵抗体の端部で最も大きく減衰し、さらに遠方の観測点では減衰が弱まる傾向が認められる。なお、本節の結果のうち、電気伝導度が  $1.0 \text{ S/m}$ 、 $5.0 \text{ S/m}$ 、 $10.0 \text{ S/m}$  と変化したときの結果に関しては、横軸にオフセット距離、縦軸に正規化した電磁場強度として表したものを付録に付している。



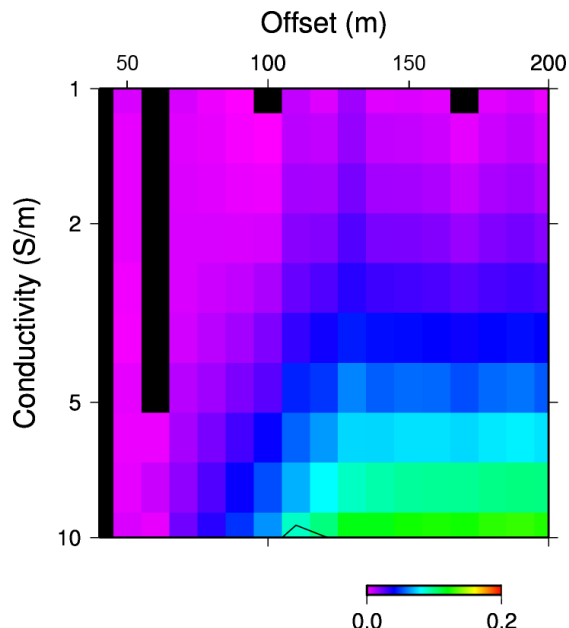
**Figure 2-25 Simulation model changing conductivity of SMS.**



**Figure 2-26 Results received from the normalized electric field changing conductivity of SMS.**



**Figure 2-27 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing conductivity of SMS.**



**Figure 2-28 Results received from the normalized vertical magnetic field changing conductivity of SMS.**

## 2.4 考察

### 2.4.1 海底熱水鉱床が電磁場に与える影響

ここでは、前節までに認められた電磁場強度の変化、つまり海底熱水鉱床が存在する際に電磁場強度が減衰して観測される要因について考察する。本研究では、海底熱水鉱床が存在する際の電磁場減衰は、発信された電流源からの電磁場が低比抵抗体内部で減衰することに起因すると考える。すなわち、低比抵抗体が存在しないシミュレーションモデルの場合は、低比抵抗体の代わりに地盤が存在するために電磁場の減衰が抑えられるが、低比抵抗体が存在する場合は、低比抵抗体内部で電磁場が減衰しやすいと考えられる。Figure 2-8, Figure 2-9, Figure 2-10 および Figure 2-12, Figure 2-13, Figure 2-14 を比較すると、低比抵抗体の厚みが等しい場合は、十分遠方では減衰量が多少の増減はあるものの同程度になる傾向が見られる。ところが、低比抵抗体の厚みが大きくなるにつれ、十分遠方における電磁場の減衰量は大きくなる傾向が確認される。これは低比抵抗体の厚みが増加する場合、電流の低比抵抗体の内部を通過する範囲が広がるために、送信ダイポールがショートしたような閉回路が形成され、遠方においても電磁場の減衰量が大きくなることに起因すると推定される。いったん電磁場強度が海底熱水鉱床の内部で減衰すると、低比抵抗体を飛び越えたさらに遠方においても電磁場強度は減衰したままの状態を保つ。

### 2.4.2 海底地形が電磁場に与える影響

海底地形を含む計算モデルから得られた正規化された電磁場強度と、海底地形を含まない計算モデルから得られた正規化された電磁場強度を比較し、海底熱水鉱床における CSEM データに対し、海底地形が与える影響を考察する。本研究では、経済産業省資源エネルギー庁（2011）により作成された沖縄海域の 2 次元断面モデルを海底地形として考えた。まず、Figure 2-8, Figure 2-9, Figure 2-10 および Figure 2-18, Figure 2-19, Figure 2-20 を比較する。正規化した電場強度で受信した場合、海底地形を考慮する場合と考慮しない場合で得られる電磁場強度の差異に注目すると、S/N 比の等高線や正規化した電磁場の減衰量は同様の傾向を示すものの、わずかに値が異なることが確認できる。特に、減衰量は小さくなる傾向があることが分かる。つぎに、Figure 2-12, Figure 2-13, Figure 2-14 および Figure 2-22, Figure 2-23, Figure 2-24 を比較する。正規化した電磁場強度で受信した場合でも、全く同じ傾向を示している。このように正規化した電磁場強度を用いて評価することにより、海底地形を含む場合であっても、含まない場合であっても S/N 比と正規化した電磁場の減衰量は同様の傾向となることが分かる。しかしながら、正規化した電磁場の減衰量の差異は数パーセント程度存在す

ると見られる。例えば、Figure 2-8 の場合、海底熱水鉱床の存在による正規化した電磁場の減衰量は最大でも 10 %程度となっているため、数パーセントの差は無視することはできないと考えられる。そのため、観測される電磁場から地下構造を解析する場合、海底地形を考慮してモデリングすることは重要であると考えられる。

### 2.4.3 CSEM 法の海底熱水鉱床への適用可能性

受信される電磁場強度と予想されるノイズレベルを比較し、本研究で提案する新しい CSEM 法が実際の熱水鉱床探査への適用可能性を考察する。本研究では、予想されるノイズレベルとして AUV の位置決定誤差 (Positioning noise) と AUV の航行に伴うノイズ (Moving noise) , AUV の姿勢 (傾斜) によるノイズの 3 種類を考えた。前節までの結果から、電場水平成分で観測する場合は、送信源から 70 m 程度離れた位置までは AUV の位置決定誤差が航行に伴うノイズよりも影響が大きくなることが確認された。つぎに、モデル中の海底熱水鉱床の有無による電磁場強度の減衰量とスタッキングの有無によるノイズの大きさを考察する。経済産業省資源エネルギー庁 (2013) によると、沖縄海域での海底熱水鉱床の厚さは 25 m 程度の大きさで、深さは 0 ~ 30 m に存在すると言われている。そのため、基準とする深さと厚さを 20 m と設定する。これまでに議論を行った熱水鉱床モデルのうち、(1) 厚さ 20 m の熱水鉱床が深さ 20 m に埋没しているモデル、(2) 熱水鉱床の厚さが 2 倍 (40 m) のモデル、(3) 熱水鉱床の厚さが同じ (20 m) で海底面に露出させたモデルに注目する。

これら 3 つのモデルについて、前述の正規化された受信電磁場変化の最大値とノイズレベルとの比較を行った (Table 2-1)。厚さ 20 m の熱水鉱床が海底下に埋没している場合 (Table 2-1, 2 行目)、オフセット距離 200 m 時の受信電場変化は約 8%の最大値を示すが、ノイズレベルは最大で 90 %であるため、海底熱水鉱床の有無の判別は困難である。しかし、熱水鉱床が海底に露出している場合 (Table 2-1, 8 行目)、オフセット距離 60m 時の受信電場の最大変化が 19 %であり、ノイズレベルは最大で 4%程度であるため、海底熱水鉱床のつくる異常を観測可能であると考えられる。さらに、AUV の航行ノイズをスタッキングにより低減できるのであれば、厚さ 40 m の熱水鉱床が埋没している場合 (Table 2-1, 5 行目)、受信電場の最大変化が 14 %であり、ノイズレベルが最大で 11 %となるので、海底熱水鉱床がつくる異常を観測可能である。つぎに、磁場水平成分の場合を考えると、スタッキングなしで、海底に熱水鉱床が露出している場合 (Table 2-1, 9 行目)、海底熱水鉱床がつくる異常を観測可能である。他の場合は、スタック処理適用後であれば海底熱水鉱床の有無を判別可能である。一方、磁場鉛直成分の場合は受信信号変化が小さく、ノイズレベルはスタック処理を適用した場合でも大きいため、海底熱水鉱床の有無の判別は難しい。Table 2-1 のうち、”Maximum Normalized Amp. with the Offset” が灰色になっている行は、ノイズの影響により海底熱

水鉱床の有無の判別が困難な場合であり、白色になっている行はノイズの影響を考慮しても海底熱水鉱床の有無を判別可能な場合である。

以上の議論から、AUV で受信する電磁場に最も大きく影響を与えるノイズ要因は、AUV の航行に伴うノイズであることが確認された。さらに、電場水平成分で観測を行い、5 - 10 秒間程度の受信信号のスタッキングが可能であれば、海底熱水鉱床の有無による電磁場強度の変化を検出可能であることが示唆される。

最後に海底熱水鉱床の有無による電磁場強度の減衰量とノイズの大きさの考察を行う。これまでに議論を行った熱水鉱床モデルから、(1) 海底熱水鉱床の深度位置が変化するモデル (

**Figure 2-7**) , (2) 海底熱水鉱床の厚みが増加するモデル (**Figure 2-11**) に着目する。これら 2 つのモデルについて、航行ノイズはスタック処理が適用されていることを仮定し、正規化された受信電磁場変化とノイズレベルの比較を行った。厚さ 20 m の海底熱水鉱床が海底下に埋没している場合、**Figure 2-8** の結果からおおよそ 30 m 以内の深度であれば海底熱水鉱床がつくる電場異常を観測可能であると考えられる。海底熱水鉱床の深度位置が 20 m の場合、**Figure 2-12** の結果からおおよそ 20 m 以上の厚みがあれば海底熱水鉱床がつくる電場異常を観測可能である。また、これらの異常は **Figure 2-8** と **Figure 2-12** から海底熱水鉱床の右端部で最も大きく減衰することが確認できる。つぎに、磁場水平成分について考えると海底熱水鉱床の厚みが 20 m の場合、**Figure 2-9** の結果からおおよそ 40 m 以内の深度であれば、海底熱水鉱床がつくる磁場異常を観測可能であると考えられる。また、海底熱水鉱床の深度位置が 20 m の場合、**Figure 2-13** から少なくとも 10 m 以上の厚みがあれば海底熱水鉱床がつくる磁場異常を観測可能であると考えられる。これらの結果から、オフセット距離がおおよそ 110 m 以内であれば、海底熱水鉱床がつくる磁場異常を観測可能であることが確認できる。さらに、磁場水平成分がつくる異常減衰は海底熱水鉱床の直上で観測可能であることから、磁場水平成分のつくる異常減衰を観測することにより、埋没した海底熱水鉱床のおおよその存在域を検出可能であることが示唆される。一方、磁場鉛直成分の場合は、受信信号変化が小さく、スタック処理を適用後でもノイズレベルが大きく、海底熱水鉱床の有無の判別は難しい。以上の議論を総括すると、海底熱水鉱床の厚みを 20 m で固定し、深度位置を変化させる場合、30m 以内の深度であれば電場がつくる異常減衰を観測可能である。つぎに、海底熱水鉱床の深度位置を 20 m で固定し厚みを変化させる場合、20 m 以上の厚みがあれば電場がつくる異常減衰を観測可能である。

**Table 2-1 Comparison between the attenuation rate of electric field and noise.**

Model	Receiver Direction	Maximum Normalized Amp. with the Offset	Positioning Noise	Moving Noise (stack)	Tilt Noise
Thickness 20m Depth 20m	Ey	8% at 200m	1.8%	90% (11%)	0.4%
	Hx	22% at 100m	1.8%	61% (7.7%)	0.4%
	Hz	10% at 200m	4.3%	750% (94%)	0.4%
Thickness 40m Depth 20m	Ey	14% at 200m	1.8%	90% (11%)	0.4%
	Hx	29% at 110m	1.8%	74% (9.3%)	0.4%
	Hz	14% at 200m	4.3%	750% (94%)	0.4%
Thickness 20m Depth 0m	Ey	19% at 60m	4%	3.4% (0.4%)	0.4%
	Hx	52% at 70m	2%	34% (4.3%)	0.4%
	Hz	10% at 160m	2.9%	187% (23%)	0.4%

#### 2.4.4 CSEM 法の適用可能性の展望

本章では、取得された実データの解析に役立つ検討を行うことに目的を絞り、解析を行った。今後、より一般的なケースに関して感度解析を行うためには、電流ダイポール配置を Broadside だけでなく、様々な方向に配置し解析を行う必要がある。既存の研究から Inline 配置では Broadside 配置に比べて感度が高くなるという報告例があるため（例えば、Cheesman et al. 1987; 今村他, 2010）、電流送受信器ダイポール方向を x 方向にした Inline 配置についても検討を行う必要がある。また、本章では、電流送信ダイポールの方位の傾きの検討を行った。現実的に AUV を用いて調査を行う場合は、AUV に生じるピッチング、ローリング、ヨーイングの影響を考慮する必要があり、これらが観測される電磁場に与える効果の検証を行う必要性がある。また、本章では、ROV のヨーイングを考慮しておらず、その効果についても検証を行う必要がある。

## 2.5 結言

本章では 2.5 次元モデリングを用いた数値計算により、人工電流源電磁探査法を用い

て海底熱水鉱床を含んだ構造に適用したときの電磁場の挙動の解析を行った。以下に本章で得られた知見を示す。

- 海底面下に海底熱水鉱床を考慮した場合、低比抵抗体を考慮しない場合の電磁場強度と比べ、受信される電磁場強度は小さな値を示す。これは、比抵抗が低い海底熱水鉱床内部に送信電流が集中し、電磁場強度が減衰しやすいためであると考えられる。このことから、送信器または受信器のいずれかが海底熱水鉱床の存在域近傍に存在すると、受信される電磁場強度も小さな値を示すことが明らかとなった。
- 海底熱水鉱床の厚さが変化する場合、海底熱水鉱床の厚さと電磁場強度の減衰量には比例関係があることが明らかとなった。
- 海底地形の影響を正規化した電磁場強度で評価することで、地形の影響を考慮しない場合と同様に評価できる可能性があるものの、海底地形が電磁場に与える影響は少なくないことが明らかになった。
- 海底熱水鉱床の有無による電磁場強度とノイズの大きさを考慮すると、海底熱水鉱床の厚みが 20 m であれば、40 m 以内の深度位置に存在する海底熱水鉱床を検出可能性である。また、海底熱水鉱床の深度位置が 20 m の場合、10 m 以上の厚みがあれば海底熱水鉱床を検出可能である。すなわち、海底熱水鉱床の位置および厚さが上述の範囲にあれば、CSEM 法を用いた電磁探査が実現可能と期待される。
- AUV の位置決定誤差・航行ノイズ・AUV の姿勢によるノイズを考慮すると、電磁場強度は送信源から 200 m 程度離れた地点まで観測可能である。また、スタック処理を行うことでより離れた距離における海底熱水鉱床検出が期待される。

以上により、海底熱水鉱床探査の実施に必要な送受信装置および AUV の航行・位置決定能力が明らかとなった。今後は、AUV のピッチング、ローリング、ヨーイングの影響を考慮することや、電流ダイポールが Inline 配置された場合の感度解析を行う必要がある。同様に、調査観測の際にも、複数方向（例えば、 $x$ ,  $y$ ,  $z$  の三軸方向）の電流ダイポールと観測器を配置し、データ取得を行うことでより高精度な解析を行うことができると考えられる。



## 参考文献

1. Abubakar, A., Habashy, T. M., Druskin, V. L., Knizhnerman, L., & Alumbaugh, D. (2008). 2.5D forward and inverse modeling for interpreting low-frequency electromagnetic measurements. *Geophysics*, **73**, 4, F165–F177. doi:10.1190/1.2937466
2. Baba, K., & Seama, N. (2002). A new technique for the incorporation of seafloor topography in electromagnetic modelling. *Geophysical Journal International*, **150**, 2, 392–402. doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01673.x.
3. Cairns, G. W., Evans, R. L., & Edwards, R. N. (1996). A time domain electromagnetic survey of the TAG Hydrothermal Mound. *Geophysical Research Letters*, **23**, 23, 3455–3458. doi:10.1029/96GL03233
4. Cheesman S.J., Edwards, R. N., & Chave, A. D. (1987). On the theory of sea-floor conductivity mapping using transient electromagnetic systems. *Geophysics*, **52**, 204–217, doi:10.1190/1.1442296.
5. Constable, S., & Srnka, L. J. (2007). An introduction to marine controlled-source electromagnetic methods for hydrocarbon exploration. *Geophysics*, **72**, 2, WA3–WA12. doi:10.1190/1.2432483
6. Constable, S. (2010). Ten years of marine CSEM for hydrocarbon exploration, **75**, 5, 75A67–75A81. doi:10.1190/1.3483451
7. Davis, T. A. (2006). Direct methods for sparse linear systems: Society for Industrial and Applied Mathematics, SIAM, 228
8. Everett, M. E., & Edwards, R. N. (1993). Transient marine electromagnetics: the 2.5-D forward problem. *Geophysical Journal International*, **113**, 3, 545–561. doi:10.1111/j.1365-246X.1993.tb04651.x
9. Herzen, Von, R. P., & Kirklin, J. (1996). Geoelectrical measurements at the TAG hydrothermal mound. *Geophysical Research Letter*, **23**, 3451–3454. doi:10.1029/96GL02077
10. Herrmann, R. B. (1979). SH-wave generation by dislocation sources—a numerical study. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **69**, 1, 1–15
11. Humphris, S. E. et al. (1995). The internal structure of an active sea-floor massive sulphide deposit: *Nature*, **377**, 713–716. doi:10.1038/377713a0
12. 今村尚人, 後藤忠徳, 武川順一, 三ヶ田均 (2010). 2.5 次元モデリングによる海底熱水鉱床への海底電磁探査の適用可能性, 物理探査学会学術講演会論文集, **122**, 165–168

13. 今村尚人, 後藤忠徳, 武川順一, 三ヶ田均 (2011). 人工信号源電磁探査法の海底熱水鉱床への適用可能性, 物理探査, **64**, 243-254
14. Kasaya, T., Kanamatsu, T., Sawa, T., Kinoshita, M., Tukioka, S., & Yamamoto, F. (2011). Acoustic images of the submarine fan system of the northern Kumano Basin obtained during the experimental dives of the Deep Sea AUV URASHIMA. *Exploration Geophysics*, **42**, 1, 80–87. doi:10.1071/EG10042
15. 経済産業省資源エネルギー庁, 独立行政法人石油天然ガス・金属鉱物資源機構・海底熱水鉱床開発委員会 (2011). 海底熱水鉱床開発計画にかかる第 1 期中間評価報告書, 53
16. 経済産業省資源エネルギー庁, 独立行政法人石油天然ガス・金属鉱物資源機構・海底熱水鉱床開発委員会 (2013). 海底熱水鉱床開発計画 第 1 期最終評価報告書, 109
17. Kong, F. N., Johnstad, S. E., Røsten, T., & Westerdahl, H. (2008). A 2.5D finite-element-modeling difference method for marine CSEM modeling in stratified anisotropic media. *Geophysics*, **73**, 1, F9–F19. doi:10.1190/1.2819691
18. Kowalczyk, P. (2008). Geophysical prelude to first exploitation of submarine massive sulphides. *First Break*, **26**, 11, 99-106
19. Mitsuhashi, Y., Uchida, T., & Amano, H. (2002). 2.5 - D inversion of frequency - domain electromagnetic data generated by a grounded - wire source. *Geophysics*, **67**, 6, 1753-1768. doi:10.1190/1.1527076
20. Shewchu, J. R. (2001). Delaunay Refinement Algorithms for Triangular Mesh Generation, *Computational Geometry: Theory and Applications*, **22**, 21-74.
21. 真行寺泰輔, 齋藤章, 中山圭子 (2011). 海底熱水鉱床の電気的特性に関する考察, 物理探査学会第 124 回学術講演会論文集, 159-162.
22. Stoyer, C. H., & Greenfield, R. J. (1976). Numerical solutions of the response of a two-dimensional earth to an oscillating magnetic dipole source. *Geophysics*, **41**, 3, 519–530. doi:10.1190/1.1440630
23. Tada, N., Seama, N., Goto, T., & Kido, M. (2005). 1-D resistivity structures of the oceanic crust around the hydrothermal circulation system in the central Mariana Trough using Magnetometric Resistivity method. *Earth Planets Space*, **57**, 673–677.
24. Ward, S., & Hohmann, G. (1988). Electromagnetic Theory for Geophysical Applications. *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*. 130-311. doi: 10.1190/1.9781560802631.ch4
25. 山根一修 (2008). 油ガス田探鉱における海洋電磁法の適用可能性, 石油・天然ガスレビュー, **42**, 55-73.

# 第3章 人工電流源電磁探査法の適用における 海底地形を考慮した解析法と伊平屋北海域にお ける実データへの適用

## 3.1 緒言

第2章において、海底地形が観測される電磁場に大きく影響を与えることを確認した。実際に人工電流源電磁探査法（CSEM法）を用いて複雑な地形を含む地域において電磁探査を行う場合、地形の形状を考慮しなければ、得られる電磁場に大きな推定誤差を生じ、探査結果に重大な影響を与えることが考えられる。既存の研究では、複雑な地形をモデリングするために、有限要素法を用いたフォワード計算を数多く行っている (Baba and Seama, 2002; Minami and Toh, 2012)。しかしながら、観測データから地下比抵抗構造を推定するインバージョン手法では、有限要素法を適用した例は2次元に限られ、メッシュ生成の非常に煩雑な3次元モデルでの有限要素法適用の例はほとんど報告されていないという問題がある (Miensoopust et al., 2013)。

そこで、本章では有限要素法とは異なる粒子法に基づく離散化手法に着目し、既存研究の問題点を解決することを試みた。粒子法に基づく離散化手法では有限要素法や有限差分法で用いられる計算メッシュを考慮する必要がない。さらに、粒子法に基づくモデリングでは、地形の標高情報をもとに、粒子を連続的に深度方向に配置し、複雑な地形のモデリングを行うことが可能である。近年、粒子法は弾性波シミュレーションにおいて利用され始めており、複雑な地形を含む場合でも十分な計算精度を持つことが示されている (武川他, 2008; Takekawa et al., 2014)。

つぎに、本章の概要について説明する。本章では、海底熱水鉱床周辺の地下比抵抗構造を明らかにすることを目的とし、CSEM法を用いる (Bannister, 1968; Constable S., 2010)。そして、海底熱水鉱床周辺の複雑な海底地形を粒子法に基づいてモデリングする。粒子法に基づいたCSEM法の3次元フォワード計算プログラムを作成するために、仮想時間領域法 (Mittet, 2010) に基づく電磁波伝播計算を行う。これまでCSEM法のフォワード計算には、陰的解法が用いられてきた。しかしながら、従来手法では電流送信源が特異点となることを回避するために、1次場と2次場に電磁場を分離する手法を用いる必要があり、これは複雑な地形を含むモデルでは計算精度の低下をもたらす。一方、仮想時間領域法を用いることにより、電磁波伝播を陽的に解くことができ、電流送信源での特異点除去を行う必要がないという優位点がある。さらに、別の優位点としては、本手法を用いることにより、周波数ごとの電磁場伝播計算を一

度に計算することができ、3次元フォワード計算の高速化が可能となるという点が挙げられる。つぎに、ここで開発したフォワード計算プログラムを元に、随伴方程式を用いて感度行列の計算を行う。最後に、感度行列を用いた平滑化制約付非線形最小二乗法に基づいて、3次元地形を考慮したインバージョンプログラムを作成する。その後、開発したインバージョンプログラムを用いて、2013年11月に調査船「なつしま」にて取得した沖縄県伊平屋北海域で行われた海底熱水鉱床を対象とするCSEM法探査データ (NT13-22) の解析を行う。その際、海底熱水鉱床周辺の3次元地形をモデリングし、地下比抵抗構造を推定する。最後に、得られた地下比抵抗構造の解釈を行う。

## 3.2 粒子法に基づく仮想時間領域法を用いたフォワード計算

### 3.2.1 基礎方程式

基礎方程式として周波数領域でのマクスウェル方程式を用いた。本節ではマクスウェル方程式を解くために、仮想時間領域法を用いる (Mittet, 2010)。仮想時間領域法とは、低周波数近似されたマクスウェル方程式を以下のように、数学的に変換する手法である。一般に、CSEM法のような低周波数に着目する電磁探査法では、マクスウェル方程式のうち、誘導電流に関わる項を近似的に零とする。本節でも誘導電流に関わる項を近似的に零とし、方程式を解く。

まず、仮想時間領域における仮想誘電率  $\varepsilon'$  を次のように電気伝導度を用いて定義する。

$$\varepsilon' = \sigma / 2\omega_0 \quad \text{Equation 3-1}$$

ここで、 $\omega_0$  は  $\omega_0 \in \mathbb{R}^+$  を満たす任意の値をとるスケーリングパラメータである。このとき低周波数近似されたマクスウェル方程式は次のように表される。

$$-\nabla \times \mathbf{H}(\omega) + 2\omega_0 \varepsilon' \mathbf{E}(\omega) = -\mathbf{J}(\omega) \quad \text{Equation 3-2}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\omega) - i\omega\mu\mathbf{H}(\omega) = -\mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 3-3}$$

ここで、 $\mathbf{K}$  は磁流源である。つぎに、Equation 3-2 の両辺に、

$$\sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \quad \text{Equation 3-4}$$

を掛けると、Equation 3-2 と Equation 3-3 は次のようになる。

$$-\nabla \times \left[ \sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \mathbf{H}(\omega) \right] + \sqrt{-2i\omega\omega_0} \varepsilon' \mathbf{E}(\omega) = -\sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \mathbf{J}(\omega) \quad \text{Equation 3-5}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\omega) - \sqrt{-2i\omega\omega_0} \mu \left[ \sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \mathbf{H}(\omega) \right] = -\mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 3-6}$$

つぎに，仮想時間領域における角周波数  $\omega'$  を下記のように定義する。

$$-i\omega' = \sqrt{-2\omega\omega_0} \quad \text{Equation 3-7}$$

$$\omega' = (i+1)\sqrt{\omega\omega_0} \quad \text{Equation 3-8}$$

つぎに，仮想時間領域での電磁場と電磁流源  $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{E}', \mathbf{H}'$  を下記のように定義する。

$$\mathbf{E}'(\omega') = \mathbf{E}(\omega) \quad \text{Equation 3-9}$$

$$\mathbf{H}'(\omega') = \sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \mathbf{H}(\omega) \quad \text{Equation 3-10}$$

$$\mathbf{J}'(\omega') = \sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \mathbf{J}(\omega) \quad \text{Equation 3-11}$$

$$\mathbf{H}'(\omega') = \mathbf{H}(\omega) \quad \text{Equation 3-12}$$

これらの仮想時間領域での電磁場と電磁流源  $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{E}', \mathbf{H}'$  を Equation 3-5, Equation 3-6 に代入すると，仮想周波数領域でのマクスウェル方程式が導かれる。

$$-\nabla \times \mathbf{H}'(\omega') - i\omega' \varepsilon' \mathbf{E}'(\omega') = -\mathbf{J}'(\omega') \quad \text{Equation 3-13}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}'(\omega') - i\omega' \mu \mathbf{H}'(\omega') = -\mathbf{K}'(\omega') \quad \text{Equation 3-14}$$

これをフーリエ逆変換すると，仮想時間領域でのマクスウェル方程式が次のように表される。

$$-\nabla \times \mathbf{H}'(t') + \varepsilon' \frac{\partial \mathbf{E}'(t')}{\partial t'} = -\mathbf{J}'(t') \quad \text{Equation 3-15}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}'(t') + \mu \frac{\partial \mathbf{H}'(t')}{\partial t'} = -\mathbf{K}'(t') \quad \text{Equation 3-16}$$

Equation 3-15 と Equation 3-16 を書き下すと，仮想時間領域での電磁波伝播式は次のように表される。

$$E_x^{n+1} = E_x^n + \Delta t \frac{2\omega_0}{\sigma} \left[ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] \quad \text{Equation 3-17}$$

$$E_y^{n+1} = E_y^n + \Delta t \frac{2\omega_0}{\sigma} \left[ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad \text{Equation 3-18}$$

$$E_z^{n+1} = E_z^n + \Delta t \frac{2\omega_0}{\sigma} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad \text{Equation 3-19}$$

$$H_x^{n+1} = H_x^n + \Delta t \mu^{-1} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right] \quad \text{Equation 3-20}$$

$$H_y^{n+1} = H_y^n + \Delta t \mu^{-1} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \quad \text{Equation 3-21}$$

$$H_z^{n+1} = H_z^n + \Delta t \mu^{-1} \left[ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \quad \text{Equation 3-22}$$

Equation 3-15 と Equation 3-16 から，通常の時間領域でのマクスウェル方程式と異なり，仮想時間領域での電磁波伝播速度は次式のように計算できる。

$$c = \sqrt{\frac{2\omega_0}{\mu\sigma}} \quad \text{Equation 3-23}$$

本章では，Equation 3-15 と Equation 3-16 を粒子法に基づく離散化を用いて Finite-Difference Time-Domain (FDTD) 法により，仮想時間領域での電磁場の解を計算する。ここで得られた仮想時間領域での電磁場  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{H}'$  は次の式を用いて，実領域での電磁場  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  に変換される。

$$E(\omega) = E'(\omega') = \int_0^T dt' E'(t') e^{i\omega' t'} \quad \text{Equation 3-24}$$

$$E(\omega) = \int_0^T dt' E'(t') e^{-\sqrt{\omega\omega_0} t'} e^{i\sqrt{\omega\omega_0} t'} \quad \text{Equation 3-25}$$

電磁流源  $\mathbf{J}'$  についても同様に実領域での電磁場  $\mathbf{J}$  に変換される。

$$\mathbf{J}^T(\omega) = \sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \int_0^T dt' \mathbf{J}'(t') e^{-\sqrt{\omega\omega_0} t'} e^{i\sqrt{\omega\omega_0} t'} \quad \text{Equation 3-26}$$

ここで得られた  $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{J}$  をデコンボリューションすることで，実周波数領域でのグリーン関数が計算できる。

$$\mathbf{G}^{EJ}(\omega | x_s) = \frac{\mathbf{E}(\omega)}{\mathbf{J}^T(\omega)} \quad \text{Equation 3-27}$$

このグリーン関数に対して，実領域での送信源波形をコンボリューションすることで，実領域での電磁場の解が得られる。また，時間領域でのグリーン関数を計算する場合はフーリエ逆変換により，次のように計算できる。

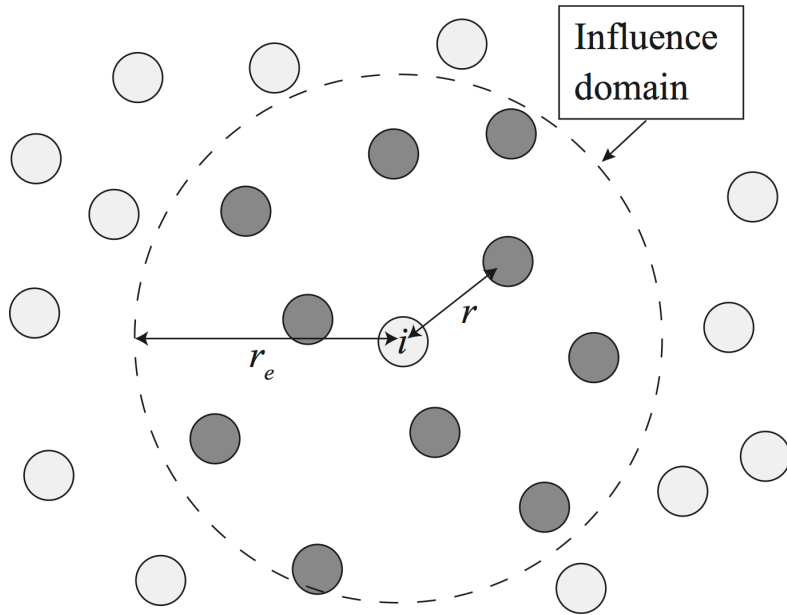
$$G^{EJ}(t|x_s, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_N}^{\omega_N} d\omega G^{EJ}(\omega|x_s) e^{-i\omega t} \quad \text{Equation 3-28}$$

### 3.2.2 粒子法に基づく離散化

本章では、Equation 3-17 から Equation 3-22 までの式を粒子法的一种である Moving Particle Semi-implicit (MPS) 法 (Koshizuka and Oka, 1996) に基づく離散化を用いて数値計算を行った。MPS 法では、個々の粒子位置で離散化された電磁場量を保持し、有限差分法や有限要素法で用いられるような計算格子は用いない。代わりに次式に示す重み関数を用い、粒子間相互作用モデルを定義する。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e - r}{r_e} & (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 & (r_e \leq r) \end{cases} \quad \text{Equation 3-29}$$

ここで、 $r_e$  は影響半径であり、 $r$  は影響半径内にある粒子との距離（粒子間距離）である (Figure 3-1)。



**Figure 3-1 The particles in the influence domain. In this figure, the shaded particles are the selected ones.**

この式は粒子同士の影響度を表す式となっている。つまり、ある粒子に注目する場合、周辺の粒子までの距離が一定距離を超えると、重みがゼロとなり、その粒子が影響を及ぼさなくなる。Equation 3-29 の重み関数を用い、次式に示されるように粒子ごとに

粒子数密度と呼ばれる量  $\langle n \rangle_i$  を定義する。

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad \text{Equation 3-30}$$

ここで、 $\mathbf{r}_i$  と  $\mathbf{r}_j$  はそれぞれ粒子  $i$  と  $j$  の位置ベクトルである。粒子数密度はある粒子の周辺に存在する粒子の重みの総和を表している。電磁探査手法では、粒子の位置は初期配置から不変であることに留意すると、重み関数と粒子数密度を用い、電磁場の勾配は次のように定義される。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{\langle n \rangle_i} \sum_{j \neq i} \left[ \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad \text{Equation 3-31}$$

ここで、 $d$  は空間の次元であり、3次元モデル計算では  $d=3$  となる。 $\phi_i$  は粒子  $i$  における電磁場である。粒子法では Equation 3-31 を用いて、Equation 3-17 から Equation 3-22 の式を離散化し、FDTD 法に従って計算を行う。

### 3.2.3 境界条件

境界条件として3次元モデルの端部に Convolutional Perfect Matched Layer (CPML) (Roden and Gedney, 2000) 境界による吸収境界を設定する。CPML 境界とはモデル端付近のグリッド内で計算される波動場に対し、反射率が0となる位相の波を足し込み、境界面からの反射を抑える手法である。CPML 境界では、吸収境界範囲内のマクスウェル方程式に吸収係数を加え、例えば、アンペールの法則の  $x$  方向伝播式を下記のように表す。

$$i\omega'\epsilon'E_z + \sigma E_x = \frac{1}{s_y} \frac{\partial}{\partial y} H_z - \frac{1}{s_z} \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad \text{Equation 3-32}$$

ここで、 $s_k$  は CPML 境界では次のように表される。

$$s_\xi(u, \omega') = \kappa_\xi(u) + \frac{\sigma_\xi(u)}{a_\xi(u) + i\omega'} \quad \text{Equation 3-33}$$

ここで、 $\xi = x, y, z$  と3次元的な方向を表し、 $u$  は  $0 < u < \delta_\xi$  を満たす  $\xi$  方向の位置である ( $\delta_\xi$  は  $\xi$  方向の CPML 境界の厚さ)。また、 $\kappa$ 、 $a$ 、 $\sigma$  は吸収の度合いを決定するパラメータであり、本研究では次のように与えた。



$$\kappa_{\xi}(u) = 1 + (\kappa_{\max} - 1) \cdot (u / \delta_{\xi}) \quad \text{Equation 3-34}$$

$$a_{\xi}(u) = a_{\max} \left( \frac{\delta_{\xi} - u}{\delta_{\xi}} \right) \quad \text{Equation 3-35}$$

$$\sigma_{\xi}(u) = -\frac{(n + \beta + 1) \cdot c \cdot \ln R_0}{2\delta_{\xi}} \left( \frac{u}{\delta_{\xi}} \right)^{n+\beta} \quad \text{Equation 3-36}$$

$c$  は媒質内での仮想領域における電磁波の伝播速度を表す。CPML 境界に必要なパラメータ  $\kappa_{\max}$ ,  $a_{\max}$ ,  $n$ ,  $\beta$  は, Rickard and Georgieva (2003) と Taflove and Hagness (2005) を参考にし, それぞれ  $\kappa_{\max} = 25$ ,  $a_{\max} = 0.2$ ,  $n = 2$ ,  $\beta = 0$  を採用した。

仮想時間領域での電場入射波として, ガウシアンの一階微分波形を用いる。この波形を選択する理由は, ガウシアンの一階微分をフーリエ変換したときに全ての周波数帯域で有限の振幅を持ち, 全ての周波数帯域で値を持つグリーン関数の性質を保持できるからである。

$$J'(t') = -2\beta(t' - t_0) \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} e^{-\beta(t' - t_0)^2} \quad \text{Equation 3-37}$$

ここで,  $\beta$  の値は  $\beta = 3\pi$  として与え,  $t_0$  の値は  $t_0 = 0.3\pi$  として設定した。これは  $\beta = \pi f_{\max}$ ,  $t_0 = \pi / f_{\max}$  としたときに  $f_{\max} = 3.0$  として与えた数値である。

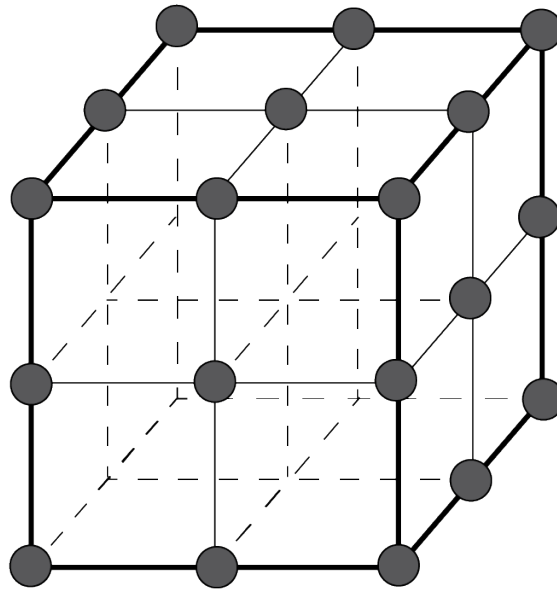
### 3.2.4 シミュレーションモデル

本章で用いる粒子法では, Figure 3-2 に表した六面体状の粒子配置の変形・組み合わせを考慮し, モデル構築を行う。ここで, 図中に示した粒子配置の一単位をユニットと呼ぶ。Figure 3-2 (a) は粒子がスタaggerドしていない配置であり, 全ての粒子点において電場及び磁場の 3 成分が定義されている (以後 Model A と表記する)。一方, Figure 3-2 (b) は粒子がスタaggerドして定義された配置であり, 電場 3 成分のみを定義した粒子点と磁場 3 成分のみを定義した粒子点が存在する (以後 Model B と表記する)。Figure 3-2 から, 同じ数のユニットを用いた場合, Model B の自由度は Model A の半分程度であることが明らかである。つまり, このとき Model B の計算時間は Model A の半分程度となる。

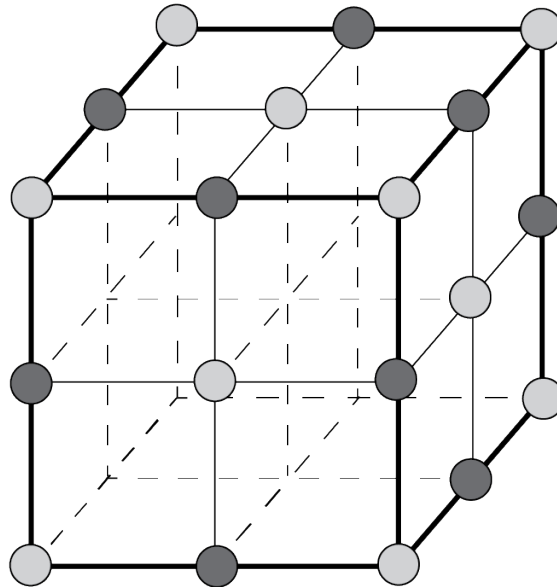
前節までに作成した粒子法に基づくフォワード計算プログラムの計算精度を確認するために, Model A と Model B の粒子配置を用い, 最適な粒子配置の検討を行う。ここでは, Model A と Model B を用いた場合の粒子数, つまり自由度を揃え, 同程度の計算時間で得られる計算精度の違いについて検討を行った。粒子の半径は 1 m とし, 影響半径の大きさを 1.4 m とする。Model A の粒子配置のユニットを 3 次的に  $64 \times 64$

× 64 個ずつ配置し，境界条件を端から 6 ユニット分に与える。このとき自由度は  $(64 \times 2 + 1)^3 \times 2 = 4293378$  となる。Model B の粒子配置のユニットを 3 次元的に  $80 \times 80 \times 80$  個ずつ配置し，境界条件を端から 6 ユニット分に与える。このとき自由度は  $(80 \times 2 + 1)^3 = 4173281$  となる。数値計算モデルの電気伝導度を 3.3 S/m の均質媒質と設定した。次節では，数値計算の計算精度の比較を行っているが，比較対象として 1 次元 CSEM 法の解析解である EM1D (Kim et al., 1997)を用いた。

(a) Model A



(b) Model B



**Figure 3-2 Two kinds of arrangement of particles in MPS discretization. a) Particle distribution is non-staggered. Each particle has the degree of freedom of 3-components of electric and magnetic fields. The particles denote three components of electromagnetic fields. b) Particle distribution is staggered. Each particle has the degree of freedom of 3-components of electric or magnetic fields. The shaded particles denote three components of electric field. The lightened particles denote three components of magnetic fields.**

## 3.3 粒子法に基づく擬似時間領域法を用いた際の計算

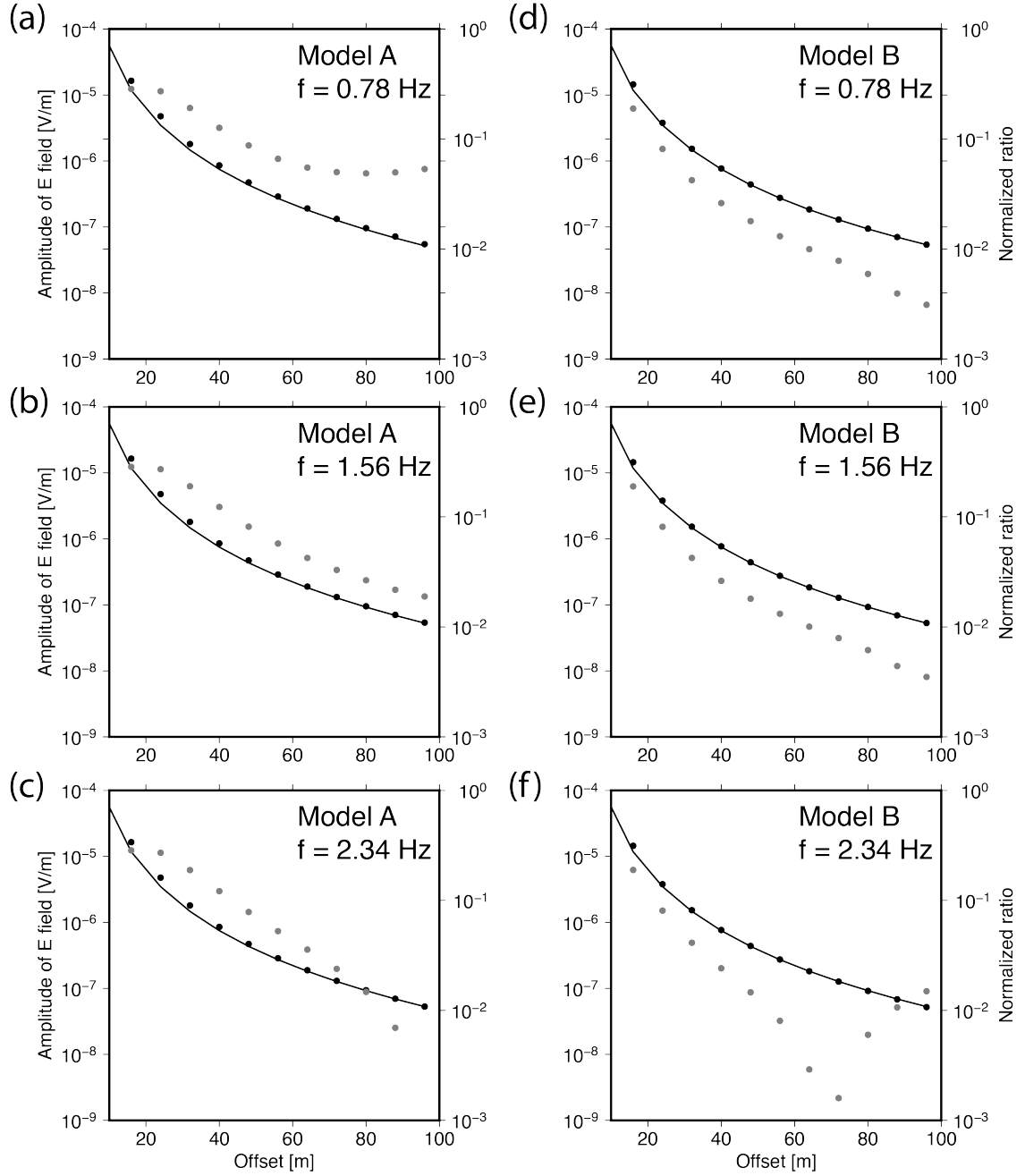
### 精度評価

#### 3.3.1 計算精度評価

本節では、2 種類の粒子配置を用いて数値計算の観点から効率的な粒子配置について検討を行った。

Figure 3-3 に計算精度の比較結果を示す。Figure 3-3 の (a)~(c) は、Model A の粒子配置を用いた結果であり、Figure 3-3 の (d)~(f) は、Model B の粒子配置を用いた結果である。(a) と (d) は周波数が  $f = 0.78 \text{ Hz}$ , (b) と (e) は  $f = 1.56 \text{ Hz}$ , (c) と (f) は  $f = 2.34 \text{ Hz}$  と設定した結果である。図中の黒実線は解析解 (EM1D) の結果を示しており、黒点は数値計算に基づく解を示している。また、灰色の点は解析解と数値計算解の残差を解析解で正規化した Normalized ratio を示す。つまり、Normalized ratio は数値計算による誤差の大きさを示す。各図の  $x$  軸は送受信機間のオフセット距離を表し、左側  $y$  軸は電場の振幅を表す。また、右側  $y$  軸は Normalized ratio を表す。

この結果から、周波数の変化は数値計算の精度には大きな差異は認められない。全ての結果において、オフセット距離が短くなると計算精度が低下することが確認できる。これはオフセット距離が短くなると、ダイポール長の表現が数値計算結果に影響を与え始め、ダイポール長を  $1 \text{ m}$  と設定している解析解との間に誤差が生じ始めているためと考えられる。しかしながら、数値計算誤差の大きさという観点から考察すると、Model B の Normalized ratio は Model A の Normalized ratio と比べ、全体的に誤差が小さくなっていることが認められる。どちらの粒子配置の場合も自由度は同等であるため、数値計算時間も同等である。Model B を用いると、Model A よりも少ない空間密度で電磁場を計算することになるが、本研究では、必要とされる電磁場の空間密度が低い場合、以降の数値計算では Model B を用いて計算を行った。



**Figure 3-3 Accuracy of forward simulation changing the arrangement of particles and used frequencies. Upper three figures (a), (b) and (c) are calculated by the model A. Lower three figures (d), (e) and (f) are calculated by the model B. Each of the used frequencies is written in the figures. In each figure, the black dots show the forward solutions against the offset. The black line shows the analytical solution. The shaded dots show the normalized ratio between numerical solution and analytical solution.**

### 3.3.2 グリッド分散

前節では、粒子配置を変化させたときの数値計算精度の検討を行った。しかしながら、数値計算精度の結果のみを基に、伝播の方向による誤差の影響を理解することは困難である。そこで本節では、分散解析を行い、影響半径が変化したときの伝播の方向による誤差の検討を行った。なお、ここでは仮想時間領域法を用いた際の波動方程式におけるグリッド分散について検討を行った。

仮想時間領域法で変換されたマクスウェル方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon' \mu_0} \nabla^2 \mathbf{E} \quad \text{Equation 3-38}$$

ここで、電場  $\mathbf{E}$  は角周波数  $\omega$  と波数  $k_x, k_y, k_z$  を用いると次式に表される。

$$\mathbf{E} = E_0 \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y + ik_z z) \quad \text{Equation 3-39}$$

Equation 3-39 を Equation 3-38 に代入し、影響半径を考えて式を整理する。影響半径が隣接する粒子までの距離  $L$  と等しい場合、Equation 3-38 は次式に表される。

$$\begin{aligned} -\varepsilon' \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = & \\ \frac{12}{\Delta R^2} & \left( \cos\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y \Delta y}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_y \Delta y}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z \Delta z}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_z \Delta z}{2}\right) \cos\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) - 3 \right) \end{aligned} \quad \text{Equation 3-40}$$

つぎに、影響半径が  $\sqrt{3} L$  の場合、Equation 3-39 は次式に表される。

$$\begin{aligned} -\varepsilon' \mu_0 \omega^2 \mathbf{E} = & \frac{12}{W \Delta R^2} \left( \frac{\sqrt{6}}{2} - 1 \right) \times \\ & \left( \cos(k_x \Delta x) \cos(k_y \Delta y) + \cos(k_y \Delta y) \cos(k_z \Delta z) + \cos(k_z \Delta z) \cos(k_x \Delta x) - 3 \right) \\ & + \frac{24}{W \Delta R^2} (\sqrt{2} - 1) \times \\ & \left( \cos(k_x \Delta x) \cos\left(\frac{k_y \Delta y}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z \Delta z}{2}\right) + \cos\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) \cos(k_y \Delta y) \cos\left(\frac{k_z \Delta z}{2}\right) \right. \\ & \left. + \cos\left(\frac{k_x \Delta x}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y \Delta y}{2}\right) \cos(k_z \Delta z) - 3 \right) \\ & + \frac{6}{W \Delta R^2} (\sqrt{3} - 1) \times \left( \cos(k_x \Delta x) + \cos(k_y \Delta y) + \cos(k_z \Delta z) - 3 \right) \end{aligned}$$

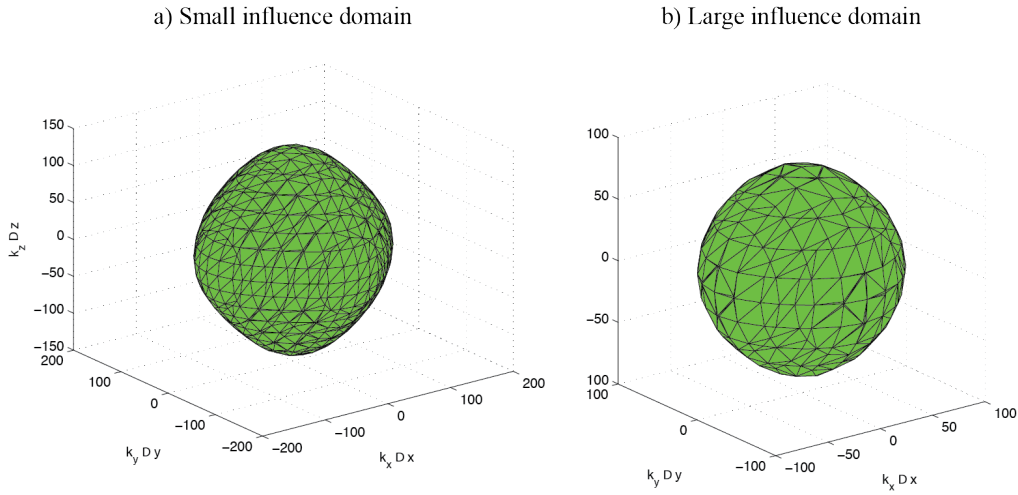
$$+\frac{12}{W\Delta R^2}(\sqrt{6}-1)\times$$

$$\left(\cos\left(\frac{k_x\Delta x}{2}\right)\cos\left(\frac{k_y\Delta y}{2}\right)+\cos\left(\frac{k_y\Delta y}{2}\right)\cos\left(\frac{k_z\Delta z}{2}\right)+\cos\left(\frac{k_z\Delta z}{2}\right)\cos\left(\frac{k_x\Delta x}{2}\right)-3\right)$$

**Equation 3-41**

これらの数式を用い、影響半径によるグリッド分散の違いを Figure 3-4 に示す。各軸は各成分の波数とグリッド長の積である。Figure 3-4 内の等値面はどちらも解析解との誤差が 2 %になる部分をプロットしている。Figure 3-4 (a) は影響半径が小さい場合の結果を表し、Figure 3-4 (b) は影響半径が大きい場合の結果を表す。

この結果から、影響半径が小さい場合、グリッド分散が軸方向に極値を持つ。一方で影響半径が大きい場合、グリッド分散は比較的、等方的である。さらに、(波数×グリッド長)が同じであるとき、影響半径が大きい場合のほうが小さい場合に比べて、誤差が大きくなる傾向が認められた。以上の結果から影響半径を小さくすると分散誤差を抑えられるが、同時にグリッド分散にわずかな指向性が生じることが明らかになった。本節で明らかにしたグリッド分散特性は、仮想時間領域でのグリッド分散であるが、実領域での電磁場はこの領域での電磁場解を数値積分したものであり、その特性は同様であると考えられる。



**Figure 3-4 The spatial variation of relative error of the phase velocity comparing the size of the influence domain. The computation is done for the small influence domain and large influence domain. The size of the influence domain is  $r_e = L$  in the left side, and is  $r_e = 1.73L$  in the right side. Note that the error of the phase velocity in two results is 2.0 % iso-surface.**

### 3.4 3次元全波形インバージョン

#### 3.4.1 インバージョン理論

本章で用いる手法は、平滑化制約付非線形最小二乗法インバージョン手法である。地下比抵抗構造  $\mathbf{m}$  が与えられたとき、観測点で得られる応答  $\mathbf{d}$  はフォワードオペレーター  $f$  により次のように得られる。

$$\mathbf{d} = f(\mathbf{m}) \quad \text{Equation 3-42}$$

一般に、電磁気探査においてフォワードオペレータは非線形であり、逆関数を求めることは困難である。そこで、ある初期モデルのまわりで Equation 3-42 をテイラー展開により線形化し、線型問題のインバージョン手法を反復することでモデルを修正し、観測データと計算データの残差二乗和を最小化する。ここで、Equation 3-42 の右辺をモデル  $\mathbf{m}_k$  の近傍でテイラー展開し、2 次以上の項を無視すると次式となる。

$$f(\mathbf{m}_k + \delta\mathbf{m}) \approx f(\mathbf{m}_k) + \mathbf{A}\delta\mathbf{m} \quad \text{Equation 3-43}$$

ここで、 $\mathbf{A}$  は感度行列である。感度行列の個々の要素  $A_{ij}$  は各データ  $d_j$  の各モデル  $m_i$  に関する偏微分である。CSEM 法では、データ数は（送信器数） $\times$ （受信器数） $\times$ （周波数の数）で決定されるため、送信器の数を  $N_s$ 、受信器の数を  $N_r$ 、周波数の数を  $N_f$ 、推定するモデルパラメータの数を  $M$  とすると、感度行列  $\mathbf{A}$  は  $(N_s \times N_r \times N_f) \times M$  の次元の行列となる。ここで、データ残差  $\delta\mathbf{d}$  を次のように定義する。

$$\delta\mathbf{d} = f(\mathbf{m}_k + \delta\mathbf{m}) - f(\mathbf{m}_k) \quad \text{Equation 3-44}$$

Equation 3-44 を Equation 3-43 に代入すると次のように表される。

$$\mathbf{A}\delta\mathbf{m} = \delta\mathbf{d} \quad \text{Equation 3-45}$$

すなわち、 $\mathbf{m}_k + \delta\mathbf{m}$  を推定された地下比抵抗構造、 $\mathbf{m}_k$  を初期モデルと考える。このとき  $f(\mathbf{m}_k + \delta\mathbf{m})$  は観測データであり、 $f(\mathbf{m}_k)$  は初期モデルに対するフォワード計算の結果である。モデル更新ベクトル  $\delta\mathbf{m}$  は Equation 3-45 の連立一次方程式を解くことにより計算できる。しかしながら、実際の電磁探査では、モデルパラメータの数よりデータ数が極端に少なく、Equation 3-45 の連立方程式を安定して解くことは一般に難しい。これは詳細な構造を求めようとしてモデルの未知数を増やすと、解が安定して求まらないということを意味する。この問題を回避するには、隣接するモデルパラメータ間で比抵抗が滑らかに変化するという平滑化制約条件を設けることが有効である (Constable et al., 1987)。これは地下比抵抗構造が空間的に急変しないという制約であり、実際の地下比抵抗構造を考慮しても妥当な仮定であると考えられる。平滑化制約を課した場合、隣接するモデルパラメータ間の差分をとる行列を  $\mathbf{C}$  とし、平滑の程度を決めるパラメータを  $\lambda$  とすると、推定されるモデル  $\mathbf{m}$  は次の汎関数  $\phi$  を最小にする解として求められる。



$$\phi_d(\mathbf{m}) = [\mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{f}(\mathbf{m})]^H \mathbf{W}_d^T \mathbf{W}_d [\mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{f}(\mathbf{m})] + \lambda(\mathbf{m}^T \mathbf{C}^T \mathbf{C} \mathbf{m}) \quad \text{Equation 3-46}$$

ここで、 $\mathbf{d}^{\text{obs}}$  は観測された電場を表す。T は転置作用素を表し、H はエルミート作用素を表す。Equation 3-46 の第一項は残差二乗和（残差項）を表し、第二項はモデルパラメータ分布の粗さを示す項（ラフネス項）である。 $\mathbf{W}_d$  はデータ共分散行列を表し、ここでは単位行列として与えた。Equation 3-46 を Equation 3-43 を用いて変形すると、次のようになる。

$$\phi_d(\mathbf{m}) = [\delta \mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{A} \delta \mathbf{m}]^H \mathbf{W}_d^T \mathbf{W}_d [\delta \mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{A} \delta \mathbf{m}] + \lambda(\mathbf{m}^T \mathbf{C}^T \mathbf{C} \mathbf{m}) \quad \text{Equation 3-47}$$

汎関数が最小となる解を求めるために、両辺をモデルパラメータ  $\mathbf{m}$  で微分し、 $\partial \phi / \partial \mathbf{m} = 0$  として式を整理すると、次式が導出される。

$$[\Re\{\mathbf{A}^H \mathbf{W}_d^T \mathbf{W}_d \mathbf{A}\} + \lambda \mathbf{C}^T \mathbf{C}] \delta \mathbf{m} = [\Re\{\mathbf{A}^H \mathbf{W}_d^T \mathbf{W}_d (\mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{f}(\mathbf{m}))\}] \quad \text{Equation 3-48}$$

行列  $\mathbf{C}$  にモデルパラメータ間の 1 次差分のオペレータを用いるとモデルパラメータ分布をフラットにしようとする平滑化制約となり、2 次差分（ラプラシアン）を用いると、モデルパラメータの変化をスムーズにする平滑化制約となる。 $\lambda$  値を大きくするとラフネス項の影響が支配的になり、比抵抗分布のスムーズな構造が得られる。逆に  $\lambda$  値を小さくすると、残差項が支配的になり比抵抗分布の粗い構造が得られる。一般的には、反復初期に大きな値の  $\lambda$  を選択し、反復ごとに小さな値の  $\lambda$  を選択していくことが多い。本章では、モデル制約パラメータ  $\lambda$  値を Cooling approach (Haber et al., 2000) に従って選択する。Cooling approach では次式に従い、 $\lambda$  値を選択する。

$$\lambda = \frac{\alpha \lambda_{L_2}}{n_{\text{iter}}} \quad \text{Equation 3-49}$$

ここで  $\alpha$  は  $\alpha \in [0, 1]$  を満たす正の実数である。モデル制約パラメータ  $\lambda$  は反復回数  $n_{\text{iter}}$  ごとに値が小さくなる。スケールリングパラメータ  $\lambda_{L_2}$  は反復ごとに、次式に従い計算される (Grayver et al., 2013; Schwarzbach and Haber, 2013)。

$$\lambda_{L_2} = \frac{\|\Re\{\mathbf{A}^H \mathbf{A}\}\|_2}{\|\mathbf{C}^T \mathbf{C}\|_2} \quad \text{Equation 3-50}$$

本節では、Equation 3-48 の連立方程式を解く際に Conjugate Gradient (CG) 法を用いた。

モデル更新を行う中で電気伝導度が物理的にあり得ない値を取ることが起こりうる。それは、モデル更新後に電気伝導度が負値をとるときである。こういった問題を防ぐために Bounded logarithmic transform という手法が用いられることが多い (Commer & Newman, 2008; Abubaker et al., 2008; Kim & Kim, 2011; Grayver et al., 2013)。本手法は、モデルパラメータ  $\mathbf{m}$  と感度行列  $\mathbf{A}$  を変数変換した後、Equation 3-48 に従って連立方

程式を解き、得られたモデルパラメータを逆変換して、実空間での  $\mathbf{m}$  を得るという手法である。具体的には、次の式に従って  $\mathbf{m}$  を変換する。

$$x_i = \frac{1}{p} \ln \left( \frac{m_i - a_i}{b_i - m_i} \right) \quad \text{Equation 3-51}$$

ここで、 $i$  はモデルパラメータの  $i$  番目の要素を表し、 $a_i$  と  $b_i$  は  $m_i$  が取りうる範囲を規定するパラメータである。すなわち、 $a_i < m_i < b_i$  となる。 $p$  は変換された領域の勾配を定める正の実数である。つぎに、連立方程式を解いて得られた解に対して、次式の逆変換を適用する。

$$m = \frac{a + b \exp(px)}{1 + \exp(px)} ; -\infty < x < \infty \quad \text{Equation 3-52}$$

また、感度行列  $\mathbf{A}$  も同様に変換を行い、変換領域での感度行列  $\mathbf{A}'$  を得る。

$$\mathbf{A}' = \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{x}} = \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{x}} \quad \text{Equation 3-53}$$

なお、Equation 3-52 から、 $\partial \mathbf{m} / \partial \mathbf{x}$  は次のように計算できる。

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{x}} = \frac{p(b - m)(m - a)}{b - a} \quad \text{Equation 3-54}$$

このようにして、変数変換を行うことで、(1) 物理的にあり得ない値の電気伝導度を取らなくなり、(2) 先験的な情報があれば電気伝導度の上下限を規定することができるという二つの利点がある。本章では、電気伝導度の上限として 15.0 S/m、下限として  $10^{-3}$  S/m を設定した。また、勾配  $p$  には 1.0 を与えた。

つぎに、感度行列  $\mathbf{A}$  の計算について述べる。本研究では、次の随伴方程式を用いた感度行列の計算を行う。まず、マクスウェル方程式 Equation 2-7 と Equation 2-8 の実領域における式は次のとおりに表される。

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad \text{Equation 3-55}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \sigma \mathbf{E} = 0 \quad \text{Equation 3-56}$$

フーリエ変換を用いて周波数領域に変換すると、次式のように表される。

$$\nabla \times \mathbf{E} - i\omega\mu\mathbf{H} = 0 \quad \text{Equation 3-57}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} + i\omega\epsilon\mathbf{E} - \sigma\mathbf{E} = 0 \quad \text{Equation 3-58}$$

Equation 3-57 と Equation 3-58 の両辺をモデルパラメータ  $\sigma$  で偏微分すると、次式のように表される。

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \sigma} - i\omega\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \sigma} = 0 \quad \text{Equation 3-59}$$

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \sigma} + i\omega\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \sigma} - \mathbf{E} - \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \sigma} = 0 \quad \text{Equation 3-60}$$

簡便のため、次のように偏微分を定義する。

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \sigma} = \mathbf{S}, \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \sigma} = \mathbf{T} \quad \text{Equation 3-61}$$

これを Equation 3-59 と Equation 3-59 に代入して、次式を得る。

$$\nabla \times \mathbf{S} - i\omega\mu \mathbf{T} = 0 \quad \text{Equation 3-62}$$

$$\nabla \times \mathbf{T} + i\omega\epsilon \mathbf{S} - \mathbf{E} - \sigma \mathbf{S} = 0 \quad \text{Equation 3-63}$$

ここで次の式を満たす重み関数  $\mathbf{W}_1$  と  $\mathbf{W}_1$  を考える。

$$\int_V (\nabla \times \mathbf{S} - i\omega\mu \mathbf{T}) \cdot \mathbf{W}_1 dv = 0 \quad \text{Equation 3-64}$$

$$\int_V (\nabla \times \mathbf{T} + i\omega\epsilon \mathbf{S} - \mathbf{E} - \sigma \mathbf{S}) \cdot \mathbf{W}_2 dv = 0 \quad \text{Equation 3-65}$$

Equation 3-64 と Equation 3-64 で  $\mathbf{S}, \mathbf{T}$  と  $\mathbf{W}_1, \mathbf{W}_2$  を入れ替えると次式となる。

$$\int_V [(\nabla \times \mathbf{W}_1) \cdot \mathbf{S} - i\omega\mu \mathbf{W}_1 \cdot \mathbf{T}] dv = 0 \quad \text{Equation 3-66}$$

$$\int_V [(\nabla \times \mathbf{W}_2) \cdot \mathbf{T} + i\omega\epsilon \mathbf{W}_2 \cdot \mathbf{S} - \mathbf{E} \cdot \mathbf{W}_2 - \sigma \mathbf{W}_2 \cdot \mathbf{S}] dv = 0 \quad \text{Equation 3-67}$$

つぎに、 $\mathbf{G}$  を空間内の電磁場  $\varphi(x)$  を用い、次のように定義する。

$$\mathbf{G} = \varphi(x) \delta(x - x_r) \quad \text{Equation 3-68}$$

ここで、 $x$  は空間内の位置を表す位置ベクトルであり、 $x_r$  は観測点の位置を表す位置ベクトルを表す。また  $\delta$  はデルタ関数である。つぎに  $\mathbf{G}$  を用いた  $\mathbf{P}$  を考える。

$$\mathbf{P} = \int_V \mathbf{G} dv = \varphi(x_r) \quad \text{Equation 3-69}$$

Equation 3-69 の両辺をモデルパラメータで偏微分すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \sigma} &= \int_V \left( \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{E}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \sigma} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{H}} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \sigma} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \sigma} \right) \\ &= \int_V \left( \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{E}} \mathbf{S} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \mathbf{H}} \mathbf{T} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \sigma} \right) \end{aligned} \quad \text{Equation 3-70}$$

Equation 3-66 と Equation 3-66, Equation 3-70 の総和をとると、次式に表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \sigma} &= \int_V \left[ \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \sigma} + \left( \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{E}} + (\nabla \times \mathbf{W}_1) + i\omega\epsilon \mathbf{W}_2 - \sigma \mathbf{W}_2 \right) \cdot \mathbf{S} \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{H}} + (\nabla \times \mathbf{W}_2) - i\omega\mu \mathbf{W}_1 \right) \cdot \mathbf{T} - \mathbf{E} \cdot \mathbf{W}_2 \right] dv = 0 \end{aligned} \quad \text{Equation 3-71}$$

このとき第 1～3 項は、 $\mathbf{W}_1$  と  $\mathbf{W}_2$  を Equation 3-59 と Equation 3-59 の解である  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  のように、適切に選択することにより次式に表される。

$$\frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \sigma} = 0 \quad \text{Equation 3-72}$$

$$\frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{E}} + (\nabla \times \mathbf{W}_1) + i\omega\epsilon\mathbf{W}_2 - \sigma\mathbf{W}_2 = 0 \quad \text{Equation 3-73}$$

$$\frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \mathbf{H}} + (\nabla \times \mathbf{W}_2) - i\omega\mu\mathbf{W}_1 = 0 \quad \text{Equation 3-74}$$

このとき Equation 3-71 は、次のように単純な式になる。

$$\frac{\partial P}{\partial \sigma} = \int_V [-\mathbf{E} \cdot \mathbf{W}_2] dv \quad \text{Equation 3-75}$$

ここで、 $\mathbf{W}_2$  を計算するために  $\mathbf{G}$  をつぎに定義する。

$$\mathbf{G} = \mathbf{E}\delta(x - x_r) \quad \text{Equation 3-76}$$

このとき Equation 3-73 と Equation 3-73 は次のように表される。

$$\delta(x - x_r) + \nabla \times \mathbf{W}_1 + i\omega\epsilon\mathbf{W}_2 - \sigma\mathbf{W}_2 = 0 \quad \text{Equation 3-77}$$

$$(\nabla \times \mathbf{W}_2) - i\omega\mu\mathbf{W}_1 = 0 \quad \text{Equation 3-78}$$

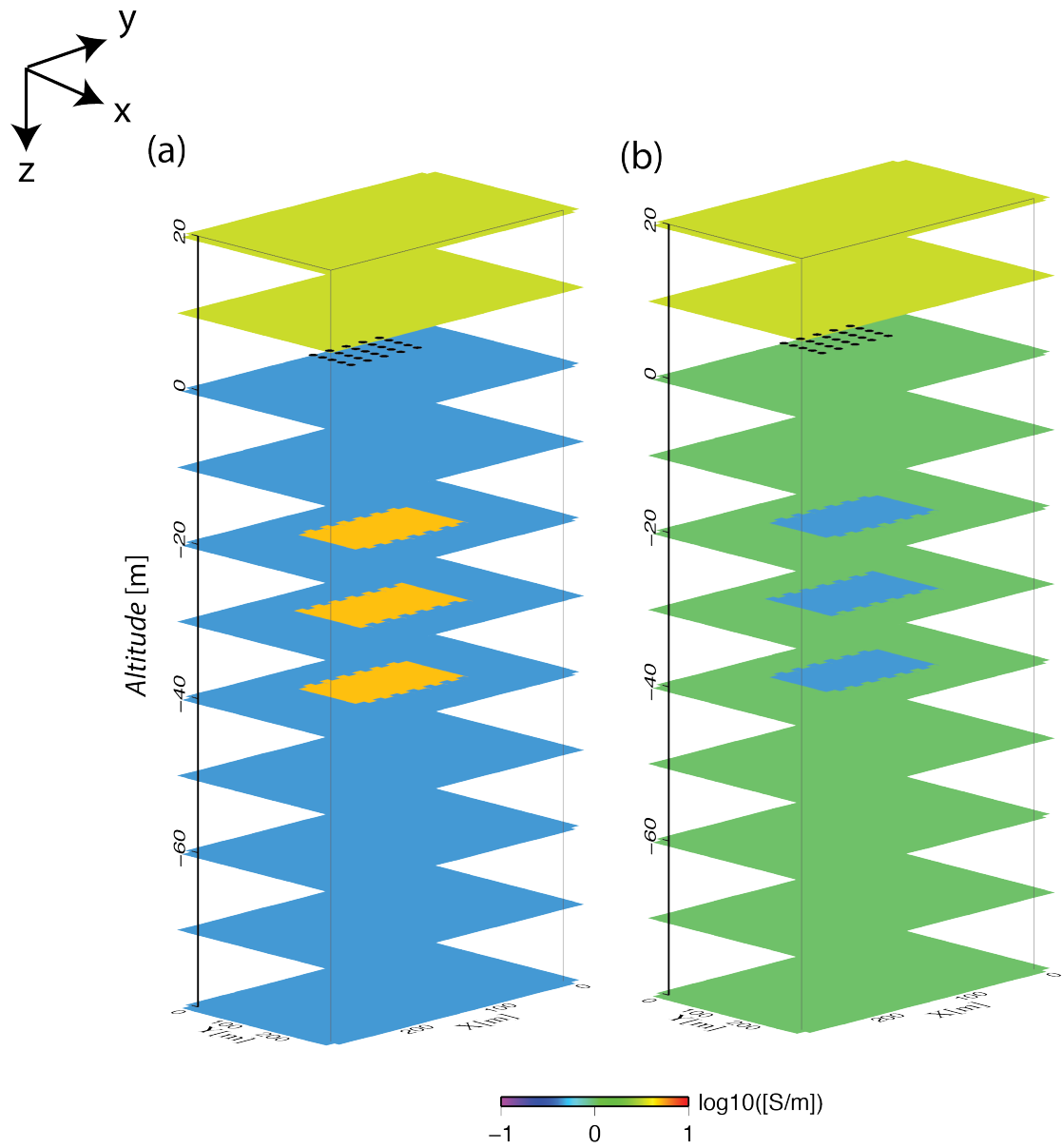
これは、 $\mathbf{W}_1$ ,  $\mathbf{W}_2$  は観測点に大きさ 1 の電流送信源をおいたときの、電磁場解になることを表している。すなわち、 $\mathbf{W}_1$ ,  $\mathbf{W}_2$  は観測点に電流送信源を置いたときの電磁波伝播を解いた解になっている。Equation 3-75 は  $\mathbf{W}_2$  を用いて計算される。このとき左辺は感度行列  $\mathbf{A}$  を表しており、Equation 3-75 で計算された解を代入することで、Equation 3-48 は計算される。

つぎに、Equation 3-75 が表す物理的解釈について述べる。まず Equation 3-75 の右辺を見ると、感度行列  $\partial P_i / \partial \sigma_j$  は  $x_s$  に配置した電流送信源が  $x_j$  ( $x_j$  におけるモデルパラメータを  $\sigma_j$  とする) に作る電場  $\mathbf{E}$  と観測点  $x_i$  においた電流送信源が  $x_j$  に作る電場  $\mathbf{W}_2$  を掛けあわせた形になっている。ここで相反性を考えると、 $\mathbf{W}_2$  は  $x_j$  においた電流送信源が観測点  $x_i$  につくる電場と同値である。このことから、感度行列  $\partial P_i / \partial \sigma_j$  は電流送信源  $x_s$  から発信された電磁波が  $x_j$  に伝播し、その際に、 $x_j$  で誘導された電磁波が観測点  $x_i$  につくる電場であると物理的に解釈できる。ところで、感度行列自体の物理的意味を考えると、感度行列  $\partial P_i / \partial \sigma_j$  とは  $x_j$  における電気伝導度  $\sigma_j$  が微小変化したとき、電流送信源が作る観測点  $x_i$  での電磁場の変化量を表している。つまり、電気伝

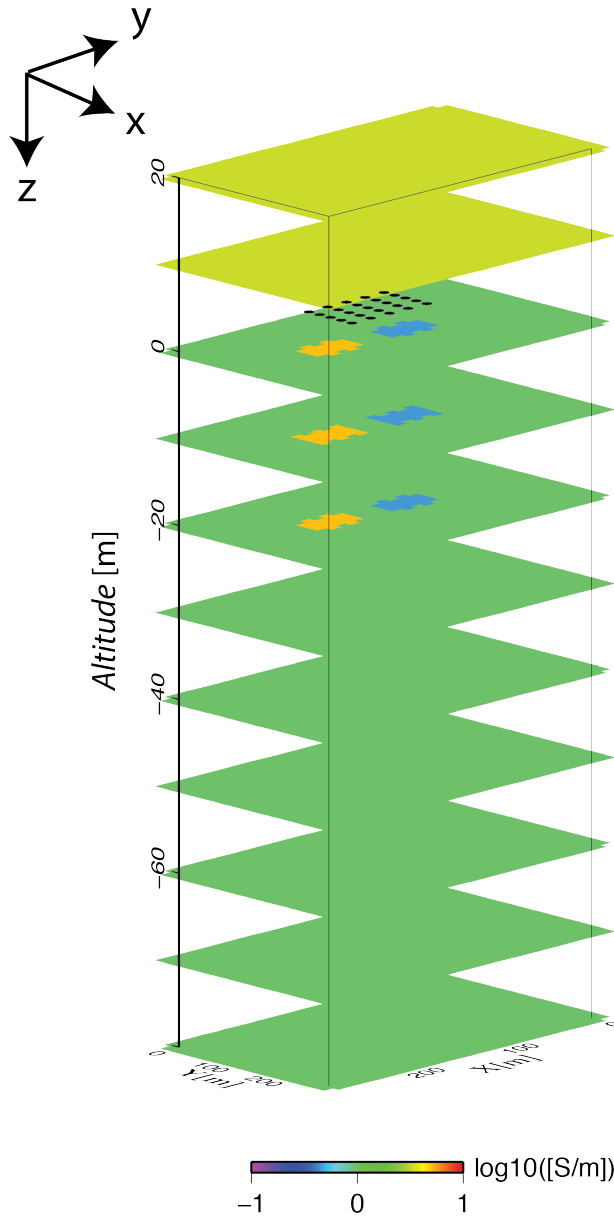
導度  $\sigma_j$  が微小変化することにより新たに誘導された電磁場が観測点に与える影響を表している。これは先ほど述べた物理的解釈と同義である。通常、後者のように感度行列を直接計算する場合は空間内の各々の離散点における電気伝導度を微小ずつ変化させ、そのときの観測点における電磁場の変化量を計算する。このとき、感度行列を求めるためには、(電流送信点数)  $\times$  (離散点の数) だけフォワード計算を実施する必要がある。しかしながら、随伴方程式に基づく手法では、(電流送信点数)  $\times$  (観測点数) だけ行えば良く、観測点数の少ない問題の場合、効率的に感度行列を計算することができる。

### 3.4.2 シミュレーションモデル

数値計算に利用した粒子配置の1ユニットのサイズを20 m とした。このとき最近傍の粒子間距離を10 m と設定し、数値計算を行った。インバージョン手法に用いたユニット数は  $15 \times 15 \times 10$  とする。このとき粒子数は  $30 \times 30 \times 20$  となる。影響半径は10 m と設定した。インバージョン手法に用いた高電導異常体を含む地下比抵抗構造を Figure 3-5 (a) に示した。また、低電導異常体を含む地下比抵抗構造を Figure 3-5 (b) に示した。さらに高電導異常体と低電導異常体の両方を含む地下比抵抗構造を Figure 3-6 に示した。いずれのモデルにおいても海水と地下構造の2層が存在し、地下構造の中に比抵抗異常体が含まれる。海水の電気伝導度は3.3 S/m でインバージョン手法の適用中は固定した。高電導異常体を含むモデルの場合は、地下構造のバックグラウンド電気伝導度を0.45 S/m とし、高電導異常体の電気伝導度を5.0 S/m とした。一方、低電導異常体を含むモデルの場合は、地下構造のバックグラウンド電気伝導度を1.0 S/m とし、低電導異常体の電気伝導度を0.45 S/m としている。さらに高電導異常体と低電導異常体の両方を含むモデルの場合は、地下構造のバックグラウンド電気伝導度を1.0 S/m とし、低電導異常体の電気伝導度を0.45 S/m, 高電導異常体の電気伝導度を5.0 S/m とした。いずれも初期モデルとして、地下比抵抗構造にバックグラウンド電気伝導度の均質構造を与えた。使用した入力データの周波数には実データで利用される周波数を想定し、1.3 ~ 4.0 Hz の5種類の周波数を用いた。1点の電流送信源をモデルの中央部に配置し、24点の観測点をその周囲に配置した。電流送信ダイポールは  $x$  方向に沿った電流送信を行い、観測点も3成分の電場のうち  $x$  方向成分のみを利用し、インバージョン手法の適用を行う。



**Figure 3-5 Conductive and resistive anomaly model used for the inversion. Black dots show the position of a transmitter and receivers. A transmitter is in the center of the model. Other dipoles are receivers.**



**Figure 3-6 Synthetic model including both conductive and resistive anomaly beneath the seafloor. Other conditions are similar to the Figure 3-5.**

### 3.5 3次元全波形インバージョンの精度の検討

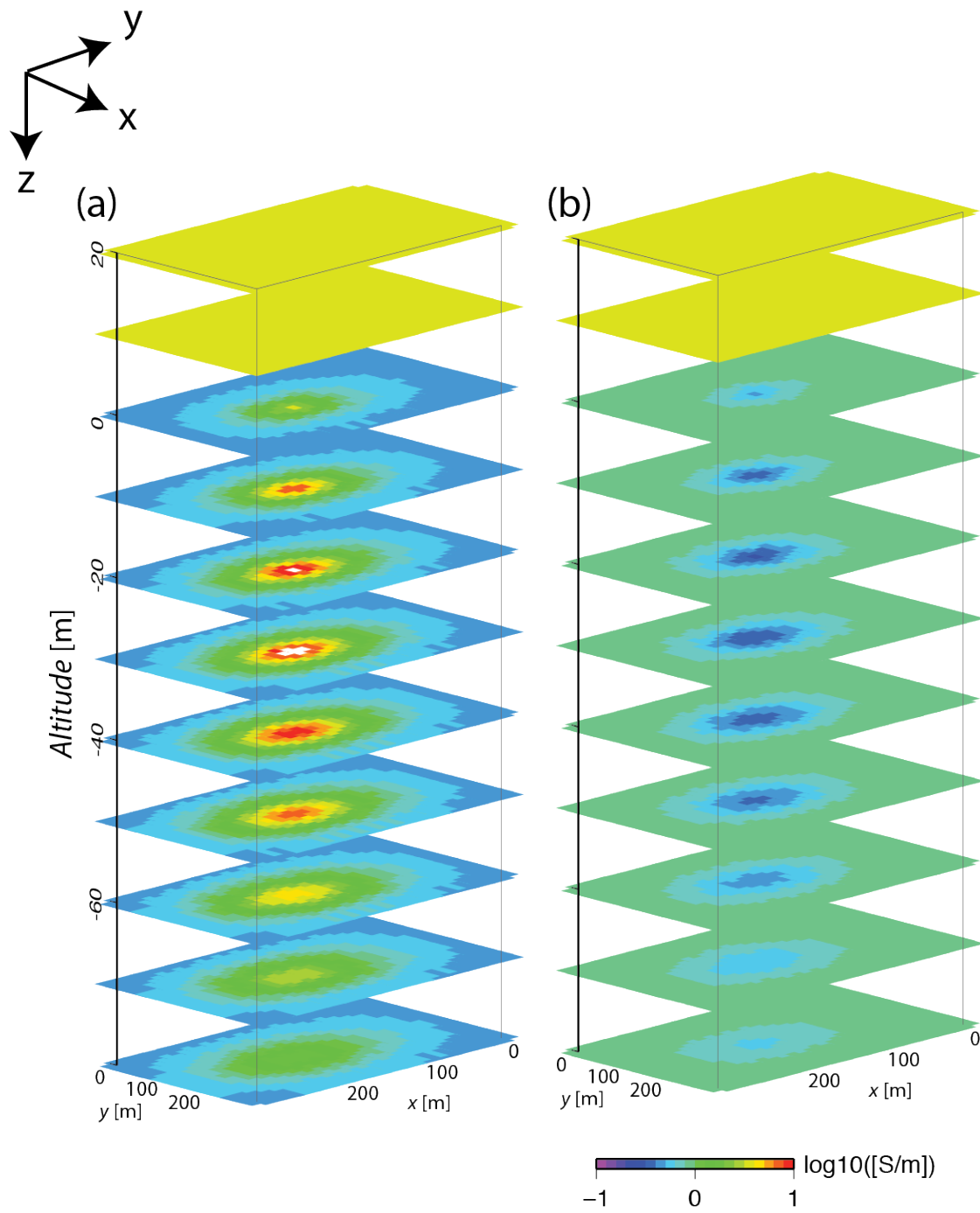
前節で説明したシミュレーションモデルを用い、3次元インバージョン手法の精度の検討を行う。

Figure 3-7 (a)に高電導体異常のインバージョン結果を、Figure 3-7 (b)に低電導体異常のインバージョン結果を、Figure 3-8 に高電導体異常と低電導体異常を含むインバージ

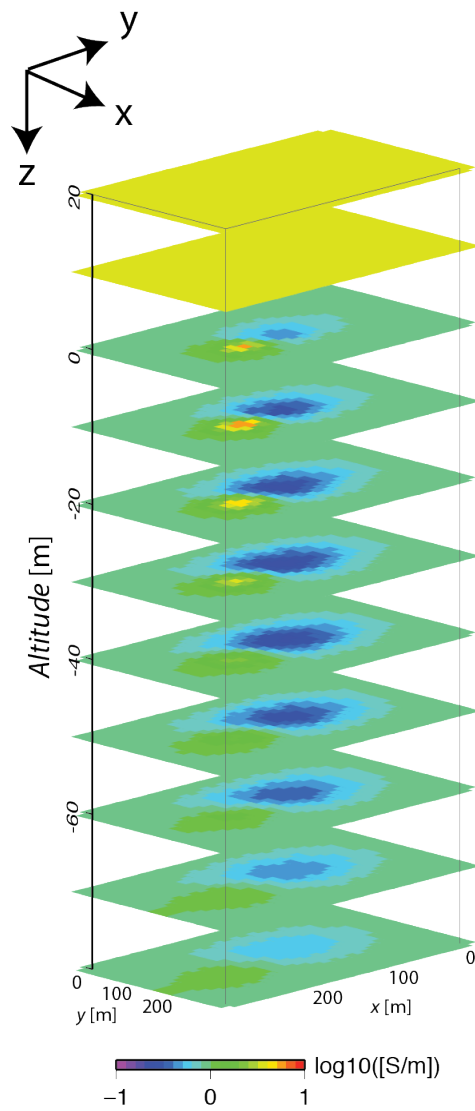
ョン結果を示す。これらの結果から、いずれのモデルに対しても推定された異常体の位置はおおよそ正しいことが確認できる。特に水平位置は真の構造と一致している。一方で、垂直位置は真の構造とは異なり、深度方向位置は少し間延びした形状になっている。これは、観測装置は水平方向に多数配置されているため、水平位置に関しては解像度が高いが、鉛直方向には解像度が低いことを表している。最後に推定された電気伝導度の大きさは、高電導異常体の場合でやや高いピークを持つが、低電導異常体の場合は真の構造に近い値を示している。

Figure 3-9 に観測された電場と計算された電場の残差の収束の様子を示す。残差は RMS 値で計算され、インバージョン手法を適用前の RMS 値で正規化したものを示している。高電導異常体を含むモデルの結果を赤色点、低電導異常体を含むモデルの結果を緑色点、両者を含むモデルの結果を黄色点で示す。この結果から、いずれの場合も徐々に収束しているが、高電導異常体と低電導異常体の両者を含むモデル(黄色点)では、最終的な RMS 値が他の 2 つのモデルに比べて高い値をとることが確認できる。



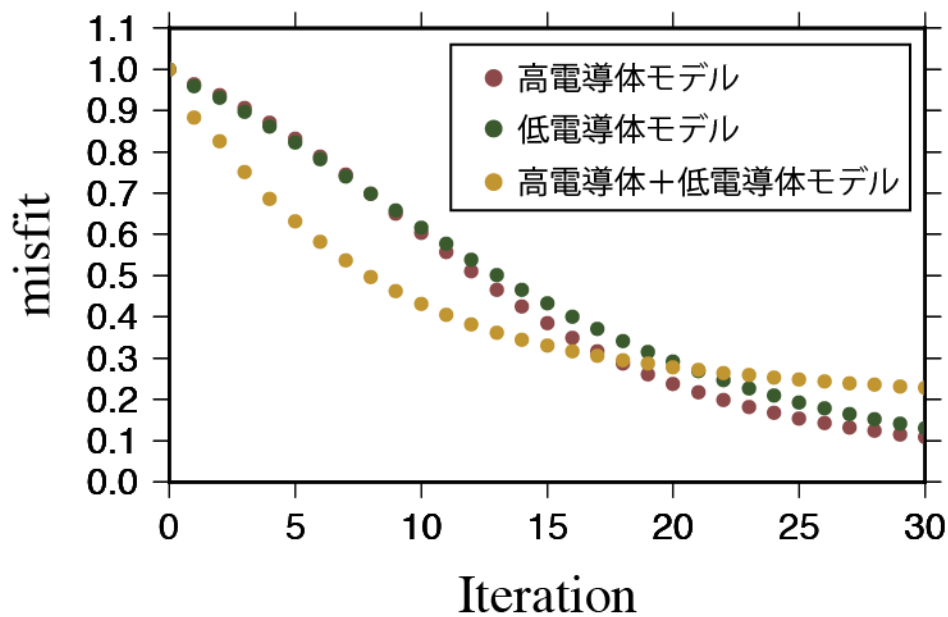


**Figure 3-7 Inversion result for conductive and resistive anomaly model.**



**Figure 3-8 Inversion result for the model including both conductive and resistive anomaly beneath the seafloor.**

e



**Figure 3-9 Convergence of misfit in the inversion.**

最後に、本章で開発したインバージョンコードの特性について述べる。本章で示された結果から、地下に存在する比抵抗異常が低比抵抗体、高比抵抗体の区別なく、およそその水平方向位置は推定できることが確認できた。しかしながら、鉛直方向位置の推定精度は水平方向位置のそれに比べると、やや悪く、全体的に真の構造を鉛直方向に伸ばした形状のインバージョン結果となる。また、推定される比抵抗値は高電導異常体の場合はやや高い値をとるが、低電導異常体の場合は真の構造とほぼ同じ値をとることが明らかとなった。

## 3.6 実データ解析：使用データの概説

### 3.6.1 調査地域の概要

本章における調査海域は、沖縄県伊平屋北海丘域の中部沖縄トラフ水深 1000m に存在する深海底熱水活動域である (Figure 3-10)。本調査海域は、海底熱水活動の盛んな海域であり、伊平屋北だけでなく周辺海域の伊是名海穴、鳩間海丘、第四与那国海丘群など、多くの熱水活動域が知られている。さらに、本調査域では、2010 年 9 月に地球深部探査船「ちきゅう」による IODP 第 331 次研究航海において人工熱水噴出孔が作成されており、その後、熱水噴出パターン、熱水化学組成について継続的に観測が行われている (Figure 3-11)。しかしながら、海底熱水鉱床域に対する物理探査適用例に着目すると、その例はまだ少なく、さらなる調査が望まれている。本研究では本海域で行われた電磁気探査の調査例に着目し、周辺の地下比抵抗構造の推定を行う。

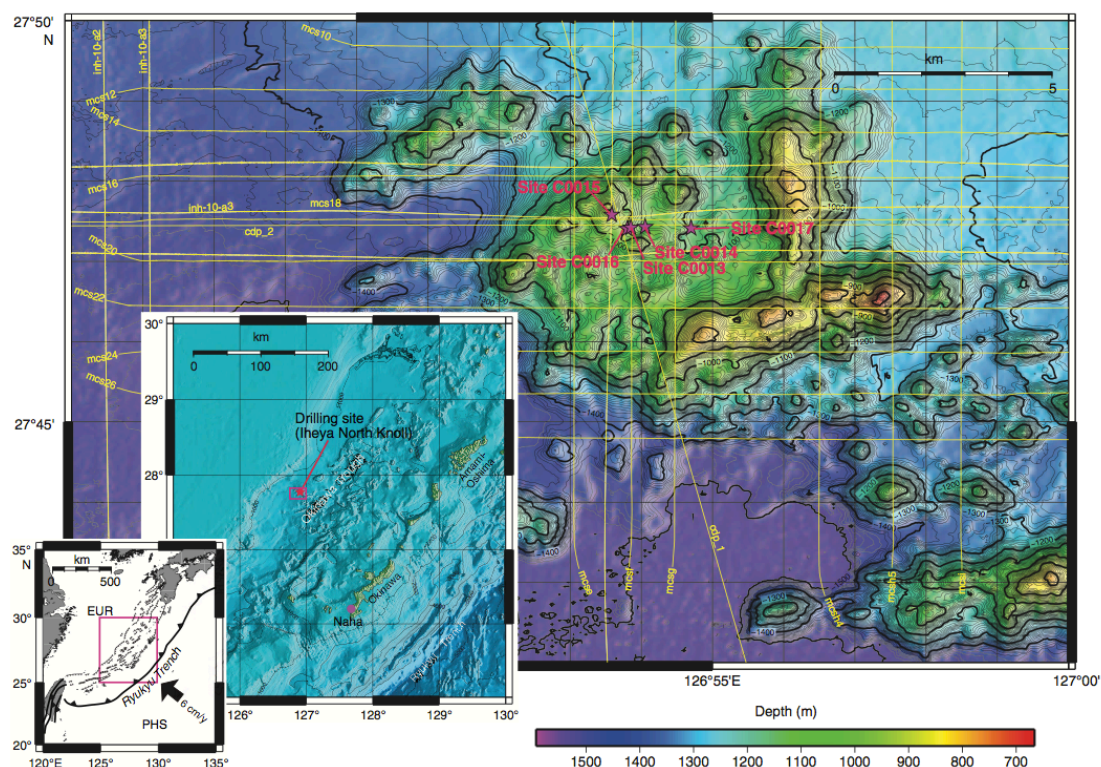


Figure 3-10 Location of Iheya area, Okinawa, Japan (Takai et al., 2011).

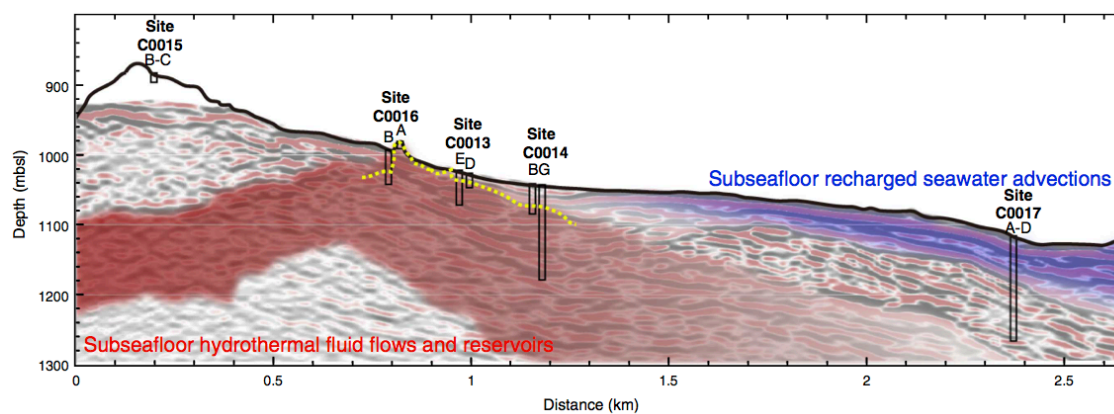
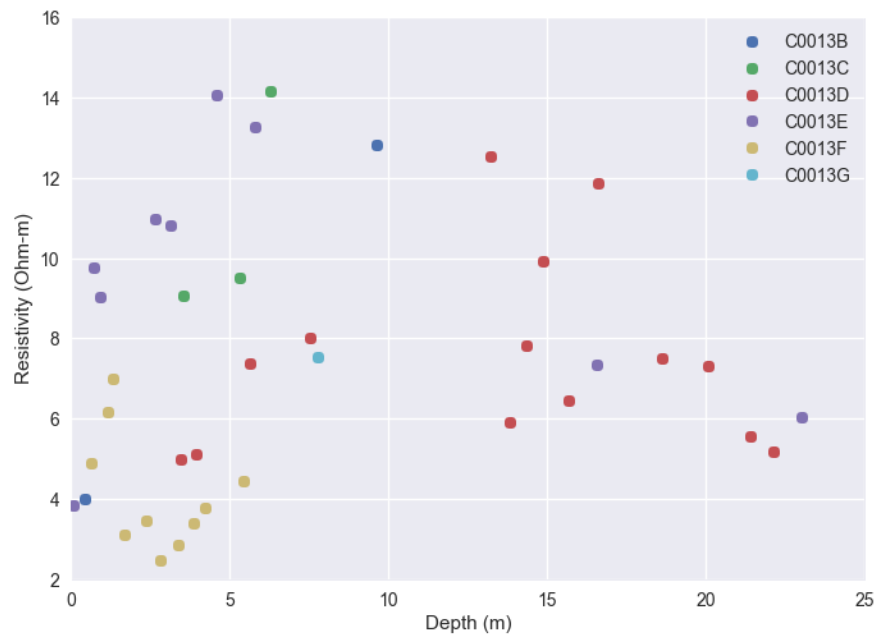


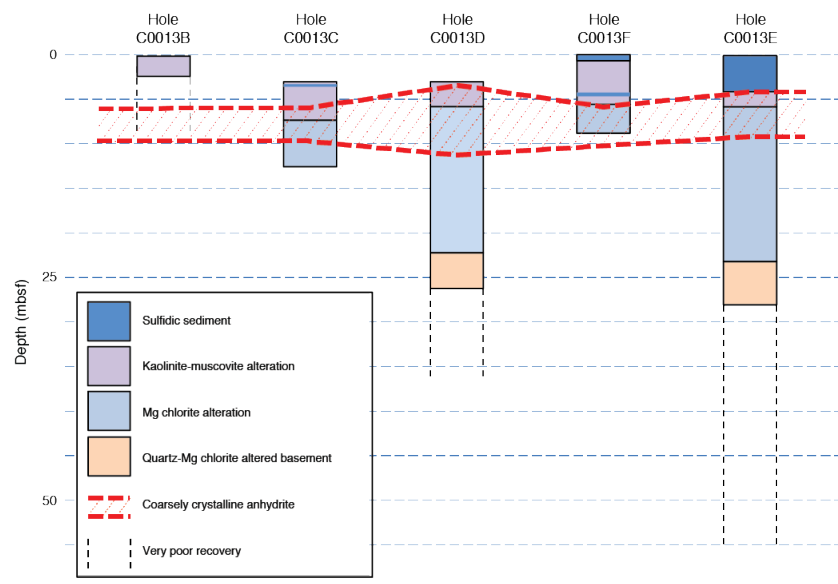
Figure 3-11 Estimated subseafloor hydrothermal fluid flows (Takai et al., 2011).

本調査航海においては、回収されたボーリングコアの比抵抗データが得られており、一部のデータは公開されている。Figure 3-11 に示した通り、本調査では複数のボーリングサイトに対して調査を行っており、各々の Site 内に複数のボーリングコアサンプルが存在する。これらのうち、公開されているデータを深度-比抵抗プロットしたものを Figure 3-12 に示す。また、Figure 3-13 は同エリアにおける岩層の特徴を記載した

データとなっている。Site C0013 は、後述する電磁気探査の調査エリア近傍に位置しているため、本研究ではこのデータを参照し、後述の通り一部のパラメータを設定する。



**Figure 3-12 Core sampled resistivity data versus depth at Site C0013.**



**Figure 3-13 Major mineral phases identified at Site C0013 (Takai et al., 2011).**

### 3.6.2 観測装置の概要

本研究で使用したデータは、2013 年 11 月に実施された（独）海洋研究開発機構 (JAMSTEC) の NT13-22 航海において、調査船「なつしま」に搭載された無人潜水調査船「ハイパードルフィン」によって取得された海底電磁気探査データである。電磁気探査における電場観測装置は、自己浮上式海底電位差磁力計（OBEM: Ocean Bottom Electro-Magnetometers）1 台を使用し、電流送信源は、ハイパードルフィンに搭載した人工電流送信装置を使用した。電流送信時はハイパードルフィンを海底面に着底させ、人工電流の送受信を行った。電流送信はハイパードルフィンの進行方向と鉛直方向に送信ダイポールを設置した。本研究では Site 4～Site 14 の計 6 点の OBEM データを用いる。OBEM が設置された各 Site では、4 ch の電位変動（サンプリングレート 1.0 kHz）が観測されている。OBEM の受信電極は OBEM の中心から 4 方向に配置した。ハイパードルフィンの位置は調査船からの音響測距により計測されている。また、OBEM の位置はハイパードルフィンからの音響測距により計測されており、その測定精度はおよそ 10 cm である。Table 3-1 に各 Site における OBEM の緯度・経度をまとめた。

**Table 3-1 Location of OBEM calculated by Natsushima.**

Site No.	北緯	東経	深度 (m)
Site 4	27° 47.462	126° 53.871	1032
Site 5	27° 47.486	126° 53.874	1022
Site 6	27° 47.488	126° 53.840	1007
Site 7	27° 47.451	126° 53.837	1020
Site 12	27° 47.475	126° 53.815	1004
Site 14	27° 47.516	126° 53.740	978

本研究では、人工電流送信装置から発信した電磁場信号を OBEM で計測し、観測された電位を用いて解析を行う。本研究では、OBEM の電位から電場を計算し、インバージョンの入力データとして用いた。また、南北方向と東西方向の 2 種類の電場変化のうち電流送信装置と同方向である東西成分のみを用いた。これは電流送信装置と同方向の成分では人工電流送信装置から伝播した電場が大きく、S/N 比が高くなるが、異なる方向の成分では伝播した電場の振幅が小さく、S/N 比が低くなるからである。インバージョンに用いる入力データとしては、次節に示すフィルター処理を行った上で一定以上の S/N 比を持つデータのみを使用した。

## 3.7 独立成分分析に基づく S/N 比の向上

### 3.7.1 独立成分分析の原理

本節では、観測データ中に含まれるパルスノイズを除去するため、独立成分分析を用いた。独立成分分析 (Independent Component Analysis: ICA) とは、複数のデータが観測された場合に、その中に含まれている信号を分解・抽出する多変量解析手法である。これまで地球科学分野においても適用例が報告されており (Aires et al., 2002; Ciaramella et al., 2011)、地球電磁気学分野においても近年利用され始めている (村上・山口, 2007)。

以下に独立成分分析の基本原則を記述する。統計的に独立な  $i$  個の信号発生源  $\mathbf{s} = (s_1, \dots, s_i)^T$  とする。これらの信号が線型に混ざったものを  $j$  箇所観測したとし、その観測信号を  $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_j)^T$  とする。信号の混ざり方を混合行列  $\mathbf{H} = (H_{ij})$  ( $i \times j$  次元の行列) で表すと次式に表すことができる。

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{H}\mathbf{s}(t) \quad (t = 1, \dots, T) \quad \text{Equation 3-79}$$

ここで、 $\mathbf{H}$  は時間  $t$  に依存しない定数とする。独立成分分析では、観測値  $\mathbf{x}(t)$  を用いて推定信号  $\mathbf{y}$  の各成分が独立になるような分離行列  $\mathbf{W}$  を求める。

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{W}\mathbf{x}(t) \quad \text{Equation 3-80}$$

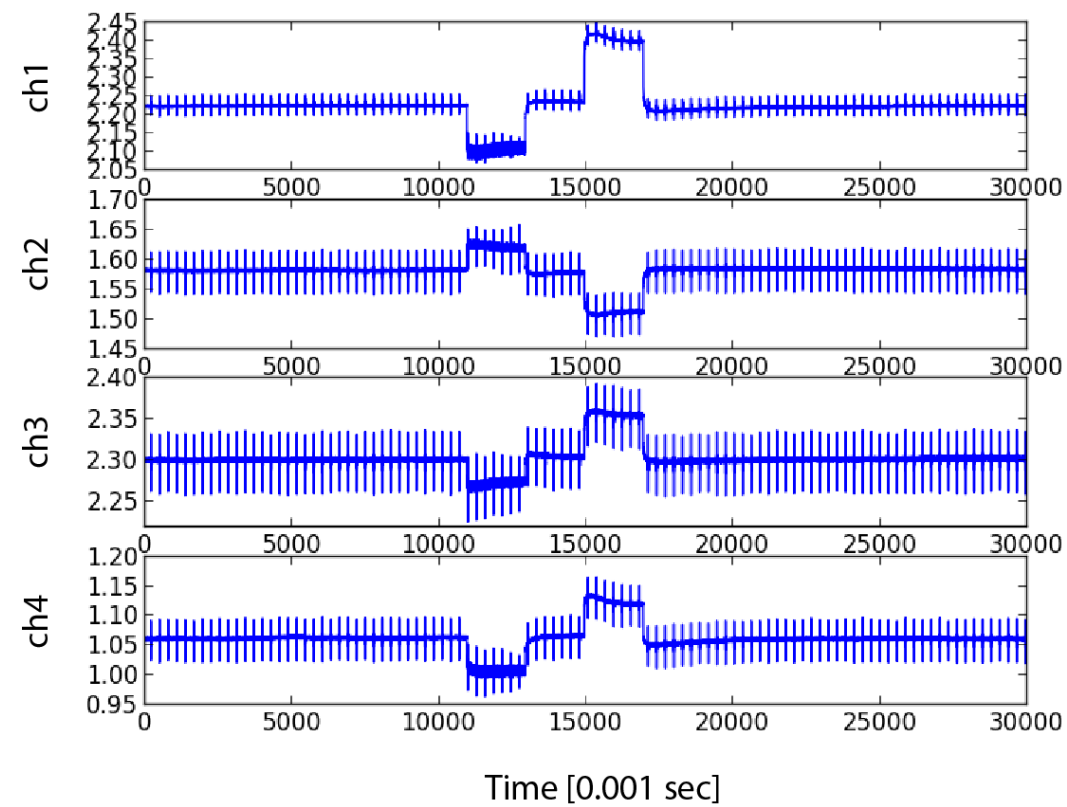
数学的には分離行列  $\mathbf{W}$  は混合行列  $\mathbf{H}$  の逆行列に相当するが、多くの場合  $\mathbf{H}$  を知ることは困難である。そのため独立成分分析では観測値  $\mathbf{x}(t)$  のみから、分離行列  $\mathbf{W}$  を推定する。独立成分分析では、最初に時刻  $t$  における  $\mathbf{W}$  を適当に  $\mathbf{W}(t)$  とおき、結果として出てくる  $\mathbf{y}(t)$  の独立性を見ながら  $\mathbf{W}(t)$  を更新する。この更新には様々なアルゴリズムが提案されている。

本章では、実際の独立成分分析に Hyvarinen et al. (2001) による独立成分分析パッケージ FastICA を使用した。FastICA では、まず、観測信号の相関行列を計算し、それらが単位行列となる変換を行う (これを白色化処理と呼ぶ)。ここで得られた信号は無相関性が保証されている。つぎに、この信号の中で、推定信号を独立にする解を調べる。この際、推定信号の平均情報量を考慮し、平均情報量が最小となる場合を最適な解であると判断する。すなわち、独立成分分析とは、推定信号が統計的に独立ならば無相関性を持つと考え、観測信号が混合行列により無相関となるすべての集合の中に独立成分分析の解も存在すると考える手法である。

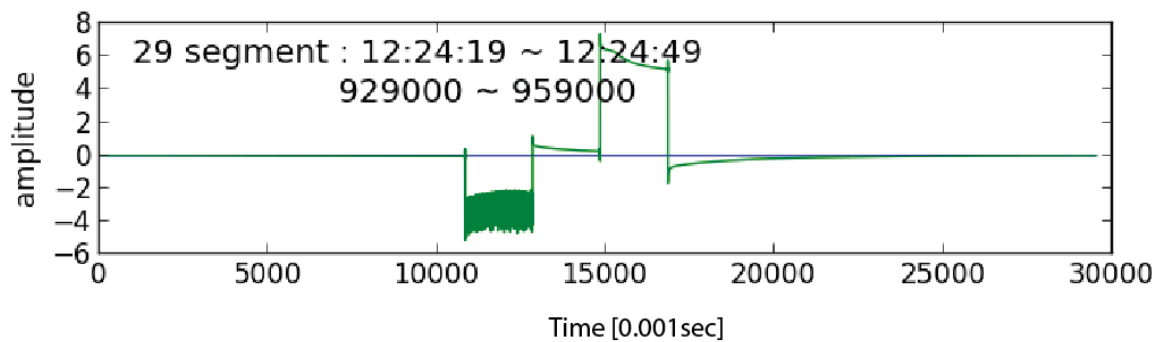
### 3.7.2 実データにおける問題

3.6 で取得された観測データの一部を Figure 3-14 に示し、送信電流データの一部を

Figure 3-15 に示す。



**Figure 3-14 Observed electric potential on OBE. Vertical axis shows electric potential in each channel.**



**Figure 3-15 Transmitted electric current. Vertical axis shows amplitude of electric current.**

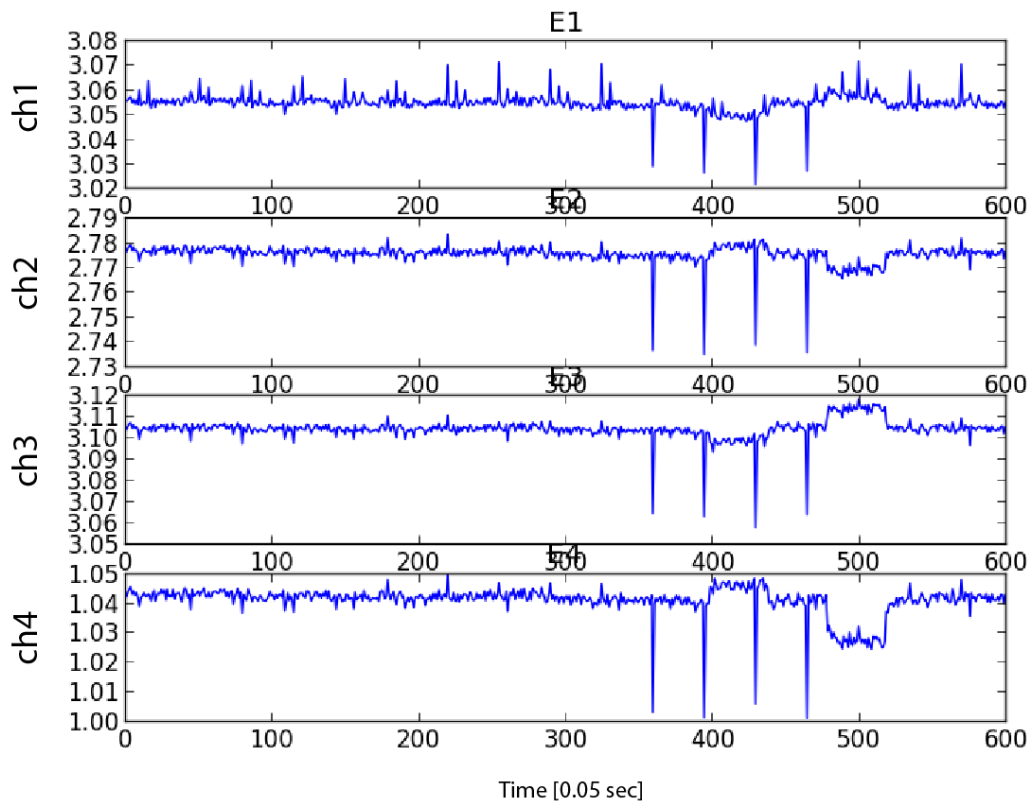


3.6 で説明したとおり, OBEM 電位電極データは OBEM の中心から東西南北方向に 4 点の電位データが存在する。上図から, いずれの電位電極データにおいても送信電流による観測値とは異なるパルスノイズが一定時間ごとに混入していることが確認できる。本パルスノイズは観測データを OBEM 内の記録装置に書き込むときに生じる電磁的ノイズである。そのため, 電流送信記録にはパルスノイズは含まれない。また, 本結果からパルスノイズは全ての時間帯において, 同程度の振幅値を持っていることが確認できる。一般的にパルスノイズはメディアンフィルタなどを用いて除去することが多いが, 今回の観測データにおけるパルスノイズは, 一定の時間幅を持ったノイズであり, メディアンフィルタで除去することは容易ではない。そこで, 次節に示す独立成分分析を用い, パルスノイズの低減を試みた。

### 3.7.3 独立成分分析の実データへの適用

本節では, 3.7.1 で説明した独立成分分析を観測データに対して適用し, パルスノイズの低減を行う。ここでは, 電流送信により観測される電磁場信号とパルスノイズは統計的に独立的であり, これら 2 種類の信号が混合して観測データに含まれていると考えた。観測データは, OBEM 電位電極の 4 点のデータうち, 安定してデータの取得されている電極のみを用いた。

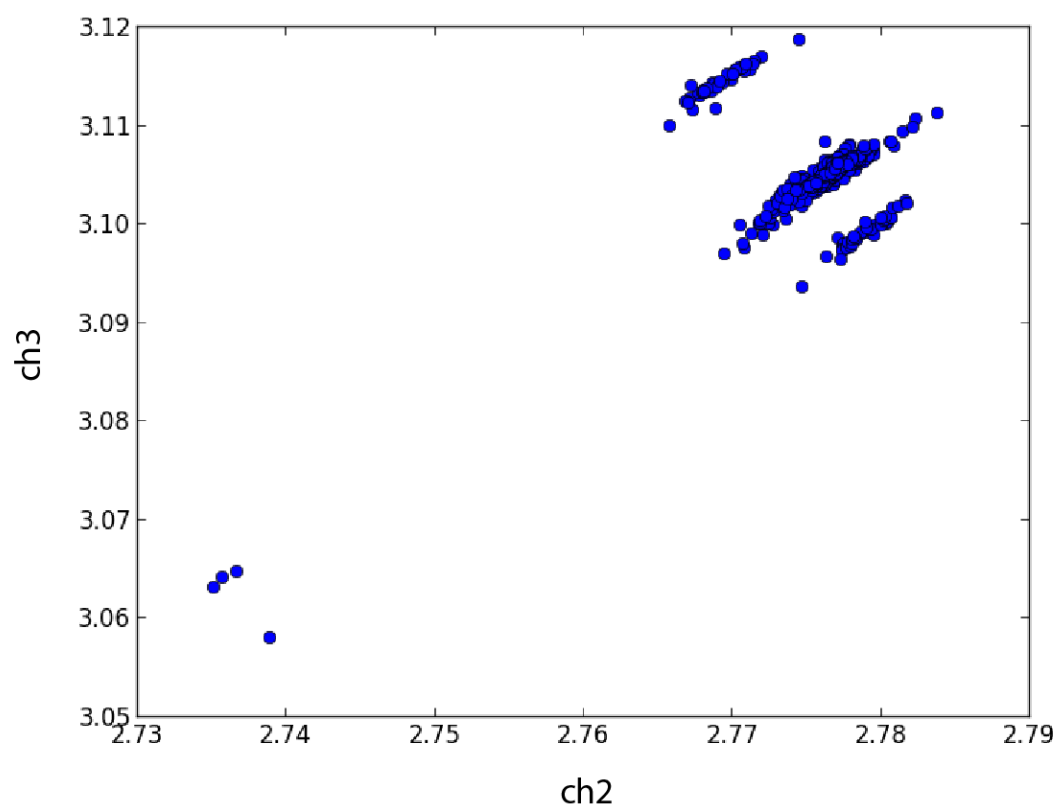
Figure 3-16 に OBEM のチャンネルごとに観測された電位電極データを示す。本データでは ch 1 の電極データに不自然なドリフトが見られ, また, 観測値が不安定であったことから, 観測が十分に行われていないと判断した。そのため, 以降の独立成分分析においては ch 1 を除く ch 2~4 の 3 チャンネルの電位データを用いた。独立成分分析では 3 種類の観測信号を使用し, 送信電流による電位変動とパルスノイズの 2 種類の信号の推定を行った。



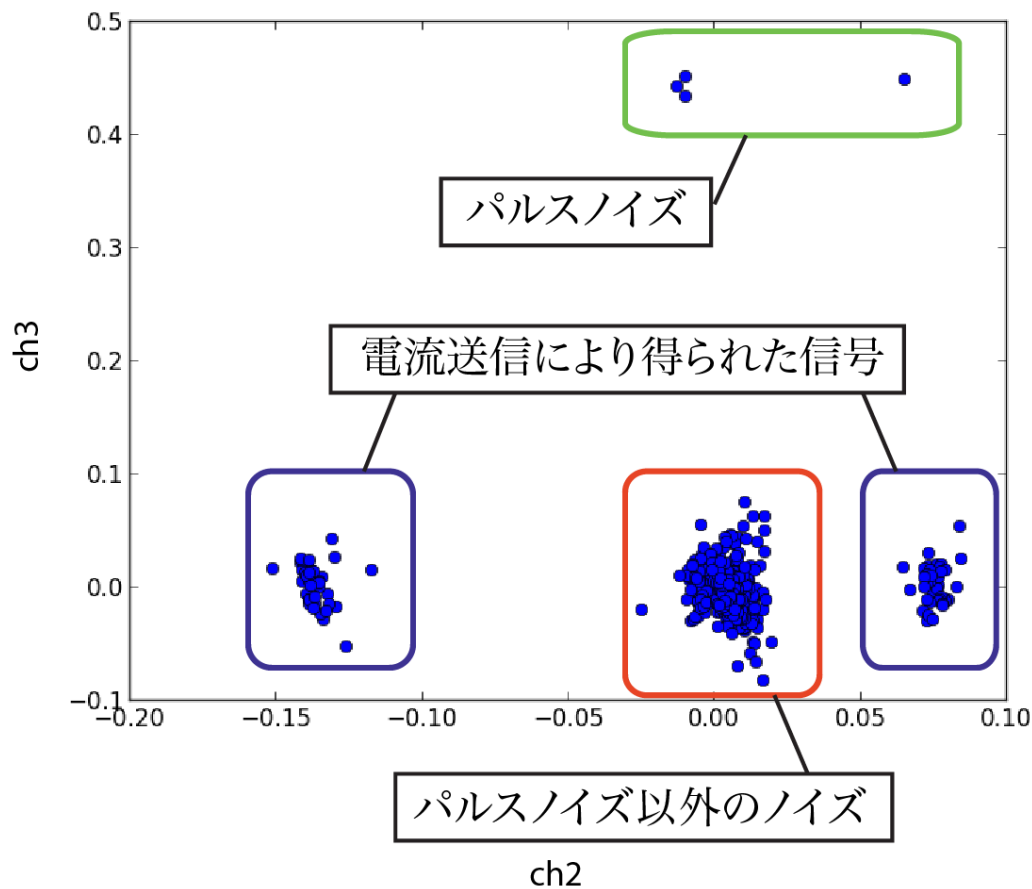
**Figure 3-16 Observed electric potential on OBE (20Hz sampling). Vertical axis shows electric potential in each channel.**

Figure 3-17 に時系列ごとの ch2 と ch3 の信号の振幅値をプロットした。独立成分分析の解析は 3 チャンネルのデータを用いて解析を行ったが、簡単のためここでは 2 チャンネル分のデータのみを示している。

3.7.1 で説明したとおり、独立成分分析では得られた信号に白色化処理を施し、さらにその中から平均情報量が最小となる解を最適解とする。その結果、得られた信号データを Figure 3-18 に示す。



**Figure 3-17 Observed electric potential of ch2 and ch3. Horizontal axis shows the amplitude of ch2 and Vertical axis shows the amplitude of ch3.**

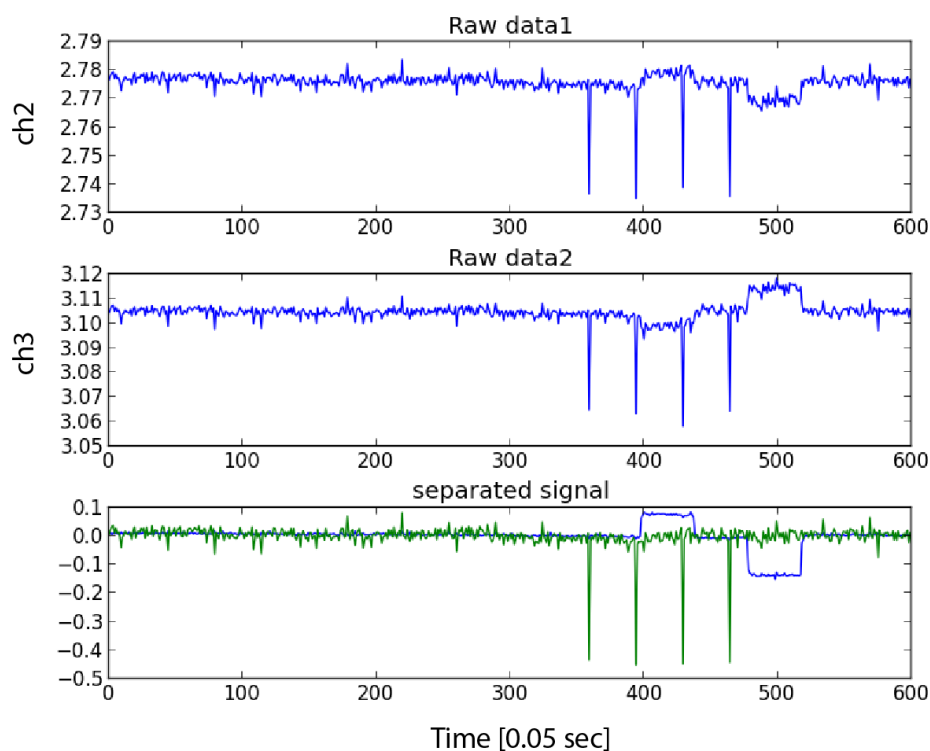


**Figure 3-18** Estimated signal after applying FastICA. Each signal is categorized signal or noise.

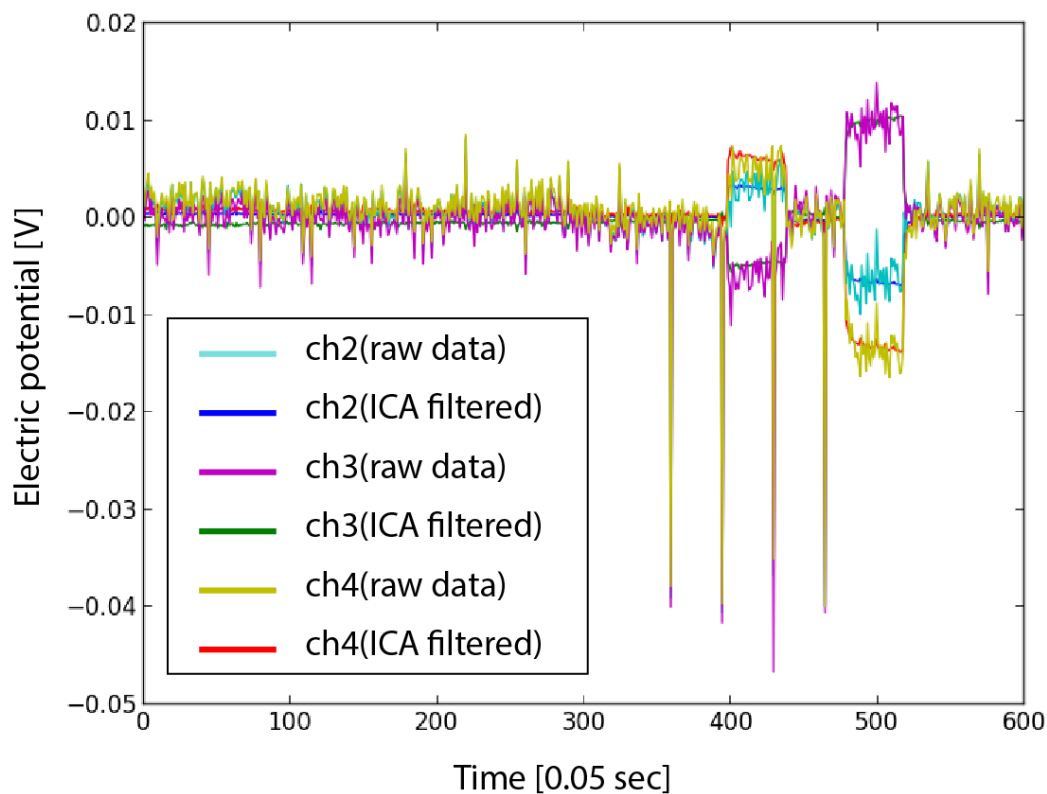
Figure 3-18 の結果から、ch2 と ch3 の信号データは 3 つのグループに分類分けされていることが確認できる。一つ目は、電流送信が伝播して観測される電位信号であり、二つ目は、パルスノイズである。三つ目は、信号のない時間帯のデータであり、ランダムノイズが含まれていると考えられる。ここで分離されたデータを時系列ごとにプロットした結果を Figure 3-19 に示す。

観測データと推定された時系列データを比較すると、推定された電流信号とノイズ信号が分離されており、推定された電流信号は電流送信信号と非常に近い形状をしていることが確認できる。このことから、独立成分分析はパルスノイズの低減に、非常に有効に機能していると考えられる。また、ノイズ信号にはパルスノイズだけでなく、ランダムノイズも含まれていることが確認できる。これは、ランダムノイズが電流送信信号と統計的に独立な関係にあるため、信号とノイズパルスノイズとランダムノイズが分離されたと考えられる。ここで推定された信号源のうち、ノイズ信号にゼロを代入し、推定された分離行列を乗じたものをそれぞれのチャンネルの推定データとし、

生データとともに Figure 3-20 に示した。



**Figure 3-19 Observed raw data and separated signals. Time series on the top figure is a raw data observed by ch 2. Time series on the middle figure is a raw data observed by ch 3. Green lined time series on the bottom figure is separated signal as a noise. Blue lined time series on the bottom figure is separated signal as electric current.**



**Figure 3-20 Raw data recored by OBEM and filtered data by ICA.**

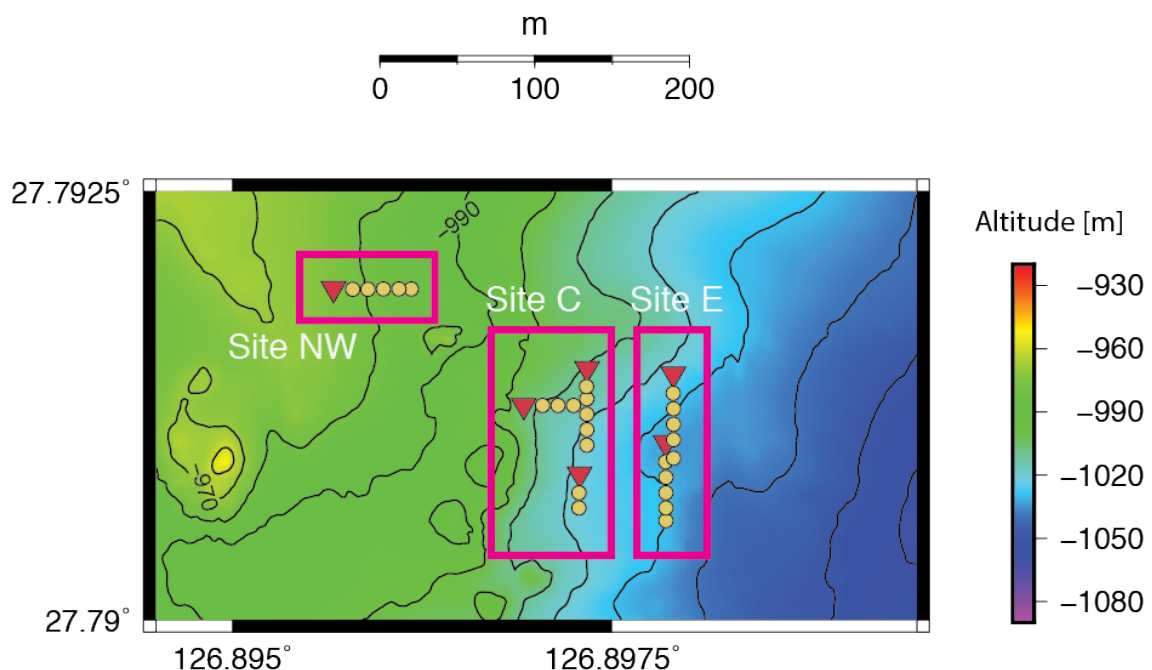
Figure 3-20 から、独立成分分析の適用前後でパルスノイズが取り除かれていることが確認できる。また、電流送信が伝播して得られた信号も、ノイズのみが取り除かれており、大まかな傾向は保たれていることが確認できる。ここで、独立成分分析による処理を行う前後の時系列波形に対して、送信電流時系列と相関係数を計算した。これは独立成分分析により、S/N 比が向上していることを定量的に確認することを目的としている。その結果、処理前の波形 (ch 2) を用いて相関係数を計算すると 0.60 となり、処理後の波形 (ch 2) を用いて相関係数を計算すると 0.94 となった。この結果から、独立成分分析により、S/N 比が向上していることを確認できた。

## 3.8 実データ解析結果

### 3.8.1 解析概要

前節で行った独立成分分析処理によって得られたデータに、メディアンフィルタ処理を適用し、実データ解析の入力データとして用いた。本節では、これらのデータを用い、実データの解析を行う。Figure 3-21 に、使用した送受信機の配置と周辺の地形

を示す。なお、図中の赤色は観測点の位置であり、黄色は送信点の位置である。実データ解析では、のべ 25 点の送信点と 6 点の観測点のデータを用いた。図中のコンターカラーは、海底面の標高を表し、コンターラインは 10 m ごとの等高線である。また、図中の中央西部にいくつか存在する標高の高い地域はチムニー郡の存在域を表している。本解析では、調査エリアを大きく 3 つに区分けし、それぞれの領域の中でインバージョン手法を適用した。調査エリアのうち、Figure 3-21 内で北西にあるエリアを Site NW (NW: North-West)と呼び、中央部にあるエリアを Site C (C: Center)と呼び、東にあるエリアを Site E (E : East)と呼ぶことにする。

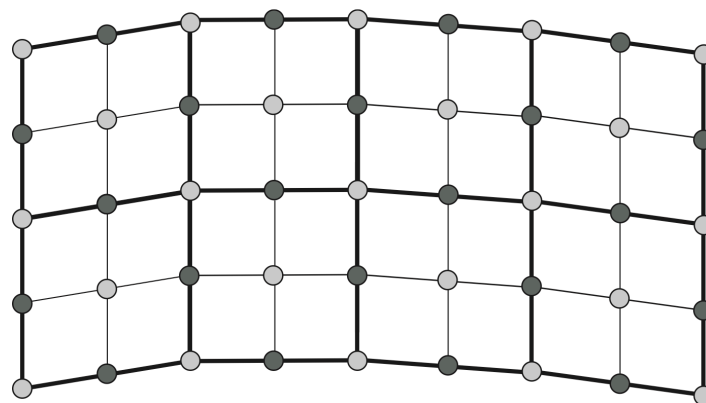


**Figure 3-21 Layout of the transmitters and receivers. Contour color depicts altitude of seafloor. Red circles denote receivers. Yellow triangles denote transmitters. The interval of contour line is depicted every 10 m of altitude. Pink rectangles show the inversion area.**

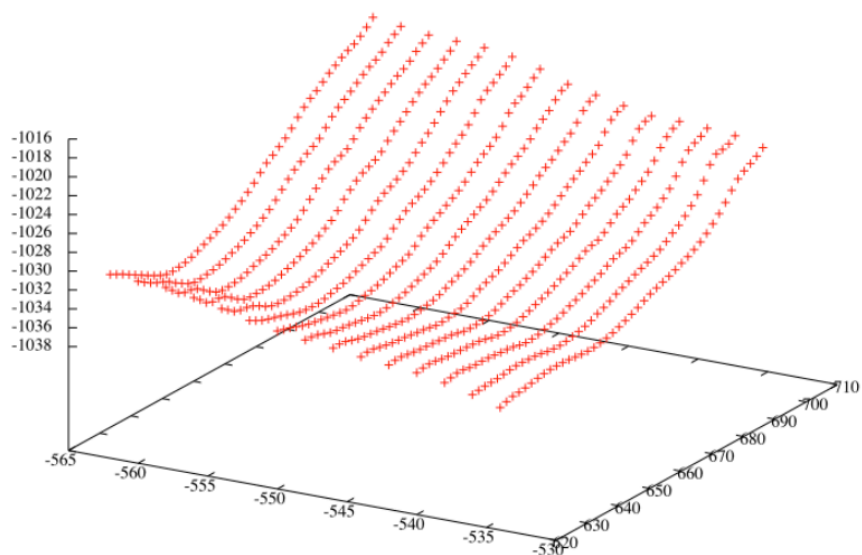
### 3.8.2 シミュレーションモデル

全てのエリアの数値モデルにおいて、実データ解析に利用した粒子配置の 1 ユニットあたりのサイズを 2 m とした。すなわち、最小の粒子間距離を 1 m として計算した。インバージョンに用いたユニットの数は Site NW では  $40 \times 10 \times 14$ , Site C では  $30 \times 55 \times 14$ , Site E では  $15 \times 58 \times 14$  とした。すなわち、粒子の数は Site NW では  $80 \times 20 \times 28$ , Site C では  $60 \times 110 \times 28$ , Site E では  $30 \times 116 \times 28$  となる。この計算領域内に Figure 3-21

で示した送受信機を配置し、インバージョン手法の適用を行う。このとき影響半径は 1.4 m となるよう設定した。初期モデルとして、地下比抵抗構造に 0.04 S/m の均質構造を与えた。海水の比抵抗は 3.3 S/m でインバージョン中は固定している。使用した入力データの周波数は 0.06 ~ 7.0 Hz の 10 種類の周波数を用いる。海底地形のモデリングには Figure 3-22 のようにユニットの端点における海底地形データを用い、ユニットを組み合わせて海底地形を表現した。Site E において作成した地形の例を Figure 3-23 に表す。



**Figure 3-22 The arrangement of particles containing arbitrary topography shapes using unit hexahedrons.**



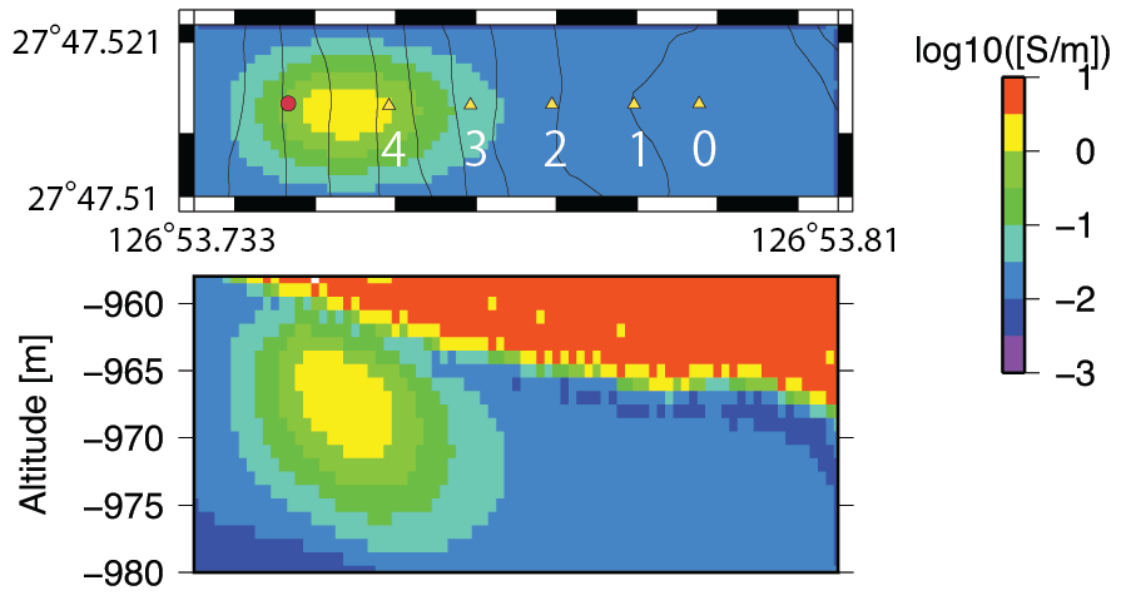
**Figure 3-23 Horizontal particle deployment used in the inversion.**



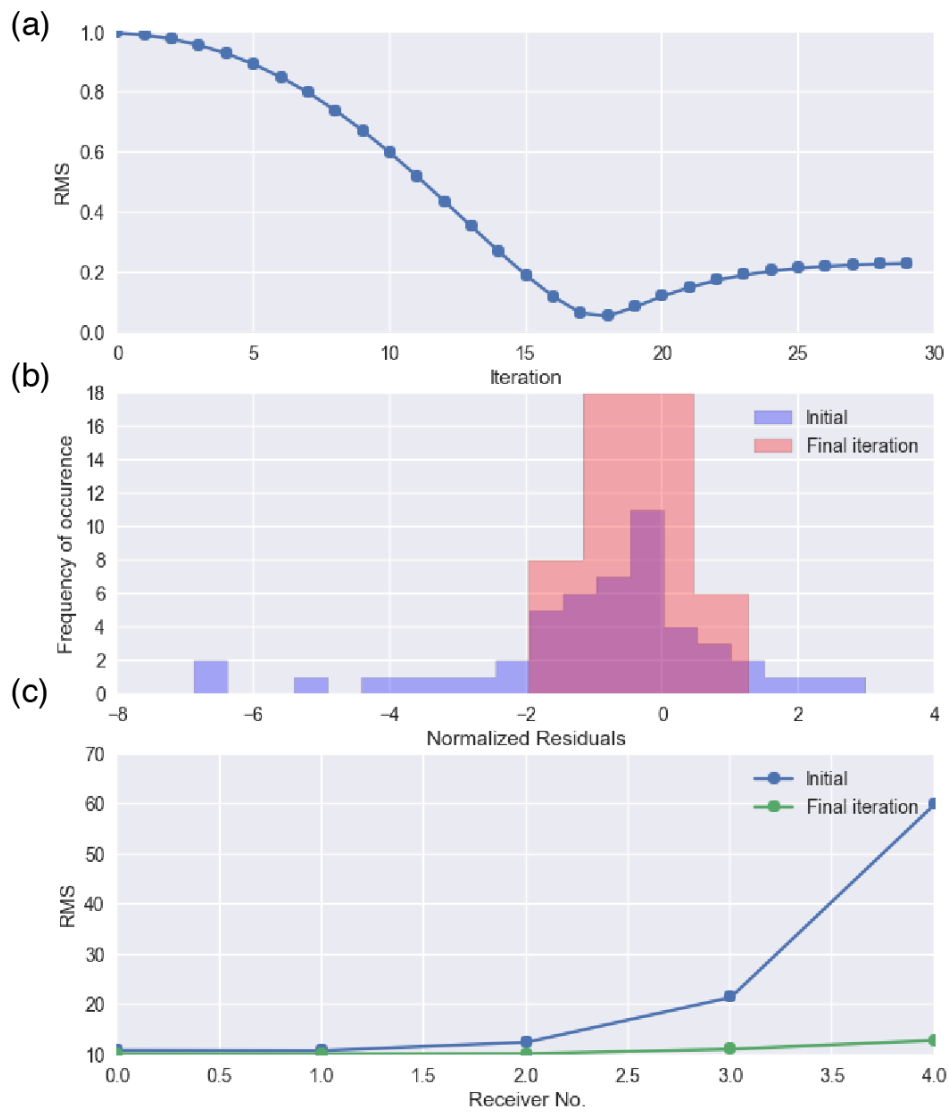
### 3.8.3 Site NW での結果

Site NW におけるインバージョン結果を Figure 3-24 に示す。Figure 3-24 (a) は海底面から 4 m 下に配置された粒子の比抵抗構造であり、水平断面を表している。Figure 3-24 (b) は測線の東西方向に沿った断面図である。この結果から観測点近傍では地下に比抵抗異常体の存在が確認できる。この比抵抗異常体の電気伝導度はおよそ 2~3 S/m 程度であった。また、比抵抗異常体は、海底面下 4~8 m 程度の深度で電気伝導度の極大値を持つという特徴を確認できる。

Figure 3-25 (a) に反復ごとの正規化した RMS 値の収束の様子を示す。本図は、反復ごとの RMS 値をインバージョン適用前の RMS 値で正規化した結果を示している。本結果から、インバージョン開始時に 1.0 であった RMS 値がおよそ 18 回の反復後、0.1 以下になっていることが確認できる。また、この結果から、反復初期には RMS 値はあまり変化しないが、次第に RMS 値の減少が大きくなる。その後、RMS 値が最小になった後、わずかに RMS 値が増大し、最終的に一定値に漸近していることが確認できる。この RMS 値の変化の様子は次のように説明できる。反復初期はモデル制約パラメータ  $\alpha$  が大きな値をとるため、地下比抵抗構造に大きな修正は施されず、その修正量は大きくない。そのため、反復初期は収束が遅いと考えられる。数回の反復後、 $\alpha$  がある程度小さくなると、地下比抵抗構造の細部が修正され始め、その修正量も大きいため急速に収束が進むと考えられる。RMS 値が最小となる部分がモデルパラメータの最適解となるが、最適解を超えてモデル修正を行った場合には RMS 値が大きくなる。最終的に、電場の残差およびモデル更新ベクトルの絶対値が小さくなることから、RMS 値は一定値に漸近していく。Figure 3-25 (b) は初期モデルと最終的なモデルに対する重み付き残差のヒストグラムを示している。本図から最終的なモデルの残差が初期モデルに対する残差と比べて減少していることが分かる。Figure 3-25 (c) は初期モデルと最終モデルに対する観測点ごとの重み付き残差を示している。本図の横軸の観測点番号は、Figure 3-24 (a) の図中に示した番号における送信源から電流送信されたときの観測データである。本結果から、観測点に最も近い送信点によるデータの残差が最も大きく、最終的なモデルではその残差が大きく減少していることが分かる。



**Figure 3-24 Images obtained from 3D CSEM inversion on Site NW. (a) Horizontal section with the depth 4 m from seafloor. The interval of contour line is depicted by every 2 m of altitude. (b) Vertical section along with the survey line.**

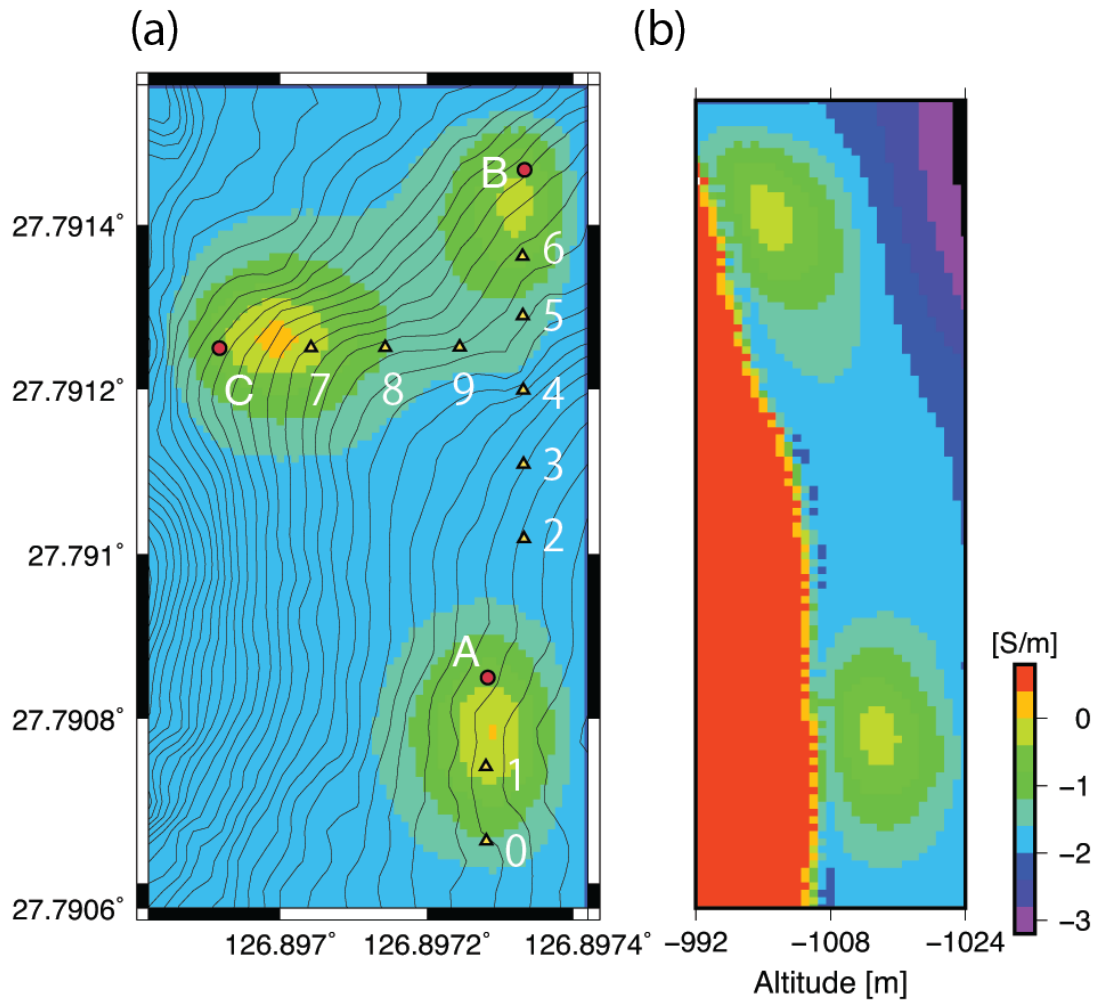


**Figure 3-25 (a) The RMS at Site NW versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

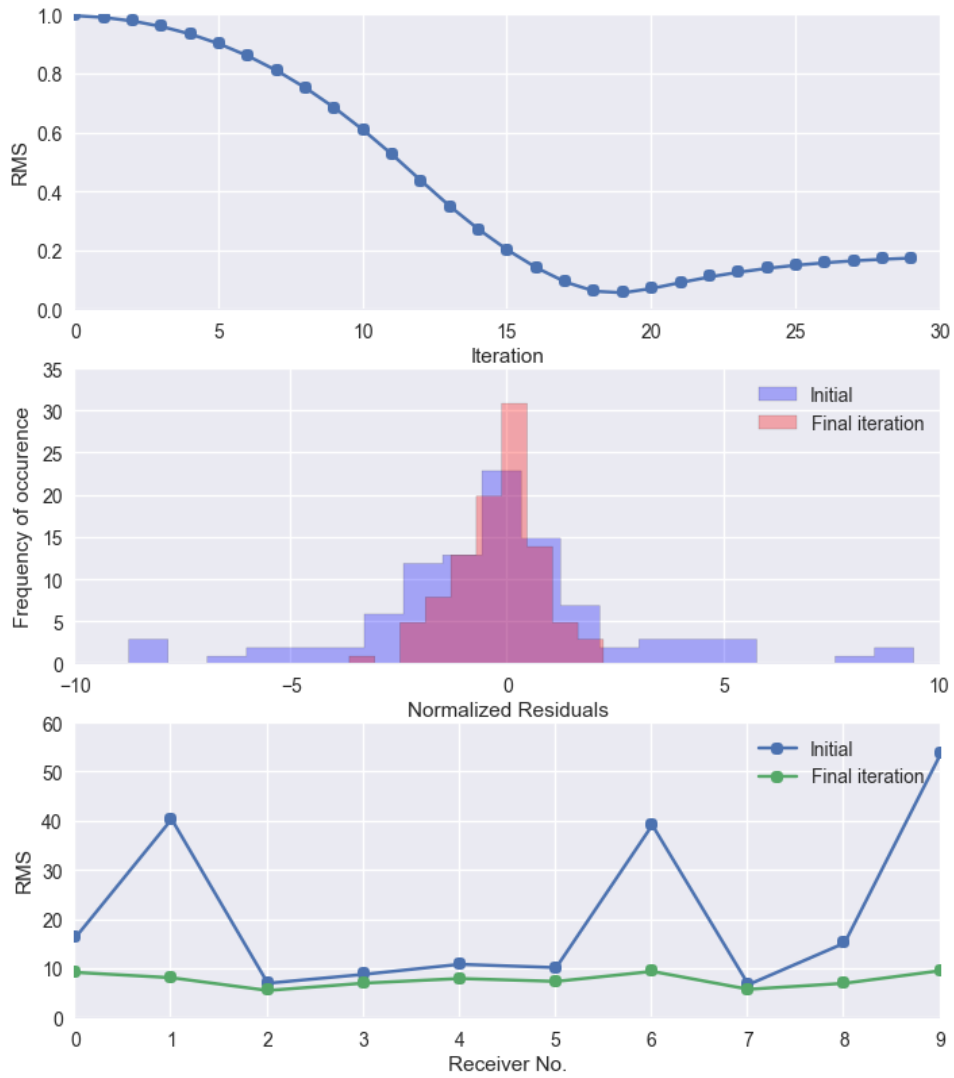
### 3.8.4 Site C での結果

Site C におけるインバージョン結果を Figure 3-26 に示す。Figure 3-26 (a) は海底面から 4 m 下に配置された粒子の比抵抗構造であり、水平断面を表している。Site C には 3 箇所の観測点が存在し、南部に存在する観測点を A、北東部に存在する観測点を B、西部に存在する観測点を C とする。Figure 3-26 (b) は観測点 B をまたぐ測線の南北方向に沿った断面図である。これらの結果から観測点 A ~ C の近傍では地下に比抵抗異常体の存在が確認できる。観測点 A, B の近傍に存在する比抵抗異常体の最大電気伝導度はおよそ 1 S/m となり、観測点 C の近傍に存在する比抵抗異常体の最大電気伝導度はおよそ 3 S/m と確認できる。さらに、どの観測点においても比抵抗異常体の極大値は海底面下 4 ~ 8 m 程度の位置に存在している。

Figure 3-27 は Site C における RMS 値の収束の様子を表した図であり、図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-27 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合、正規化した RMS 値が 0.1 以下となっていることが確認できる。さらに Figure 3-27 (b), (c) から最終的なモデルにおいて、RMS 値が十分に減少していることが確認できる。



**Figure 3-26 Images obtained from 3D CSEM inversion on Site C. (a) Horizontal section with the depth 4 m from seafloor. Receiver A is located on the southern region of survey area. Receiver B is located on the north-east region of survey area. Receiver C is located on the western region of survey area. The interval of contour line is depicted by every 2 m of altitude. (b) Vertical section along with the survey line around receiver B.**

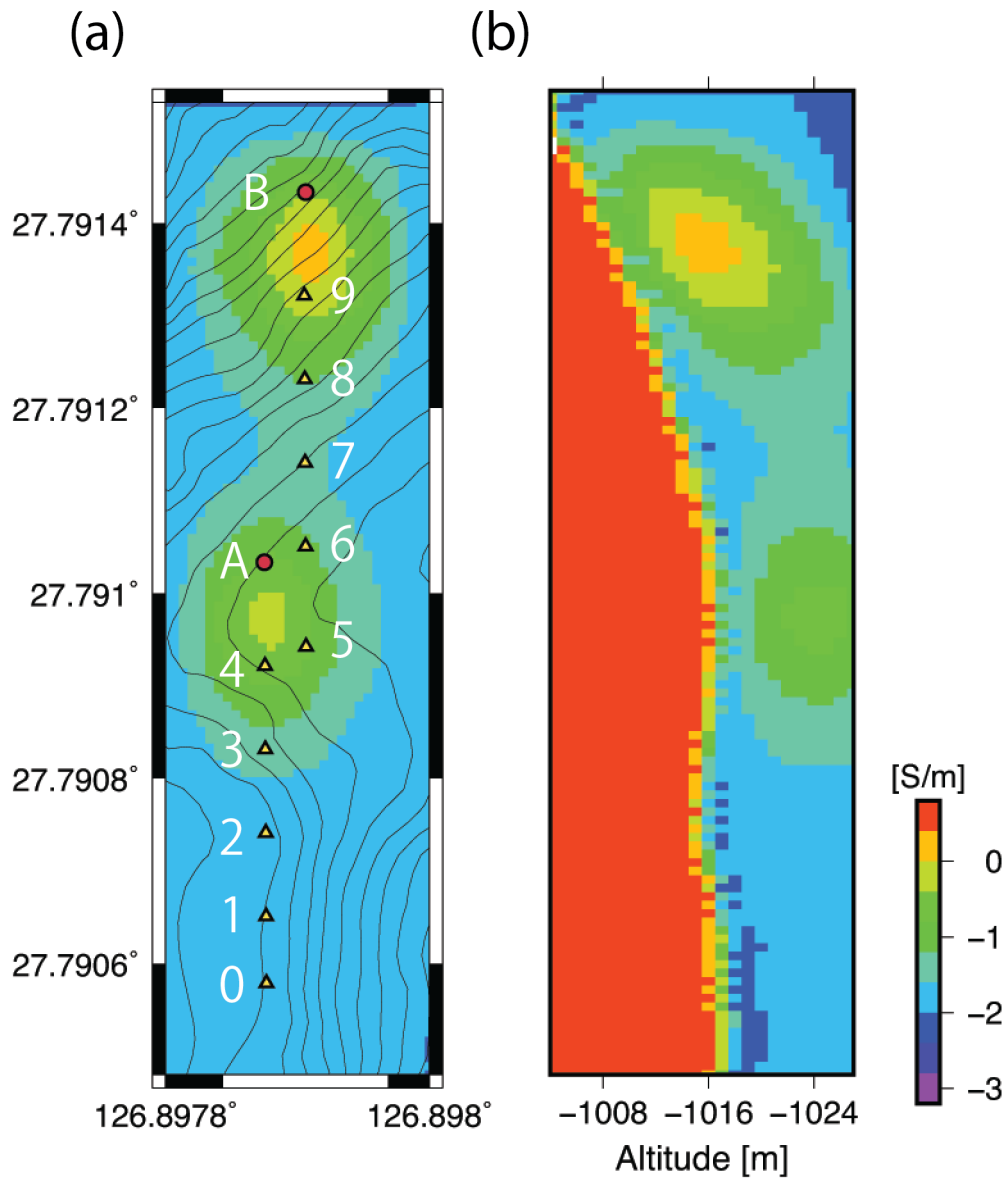


**Figure 3-27 (a) The RMS at Site C versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.8.5 Site E での結果

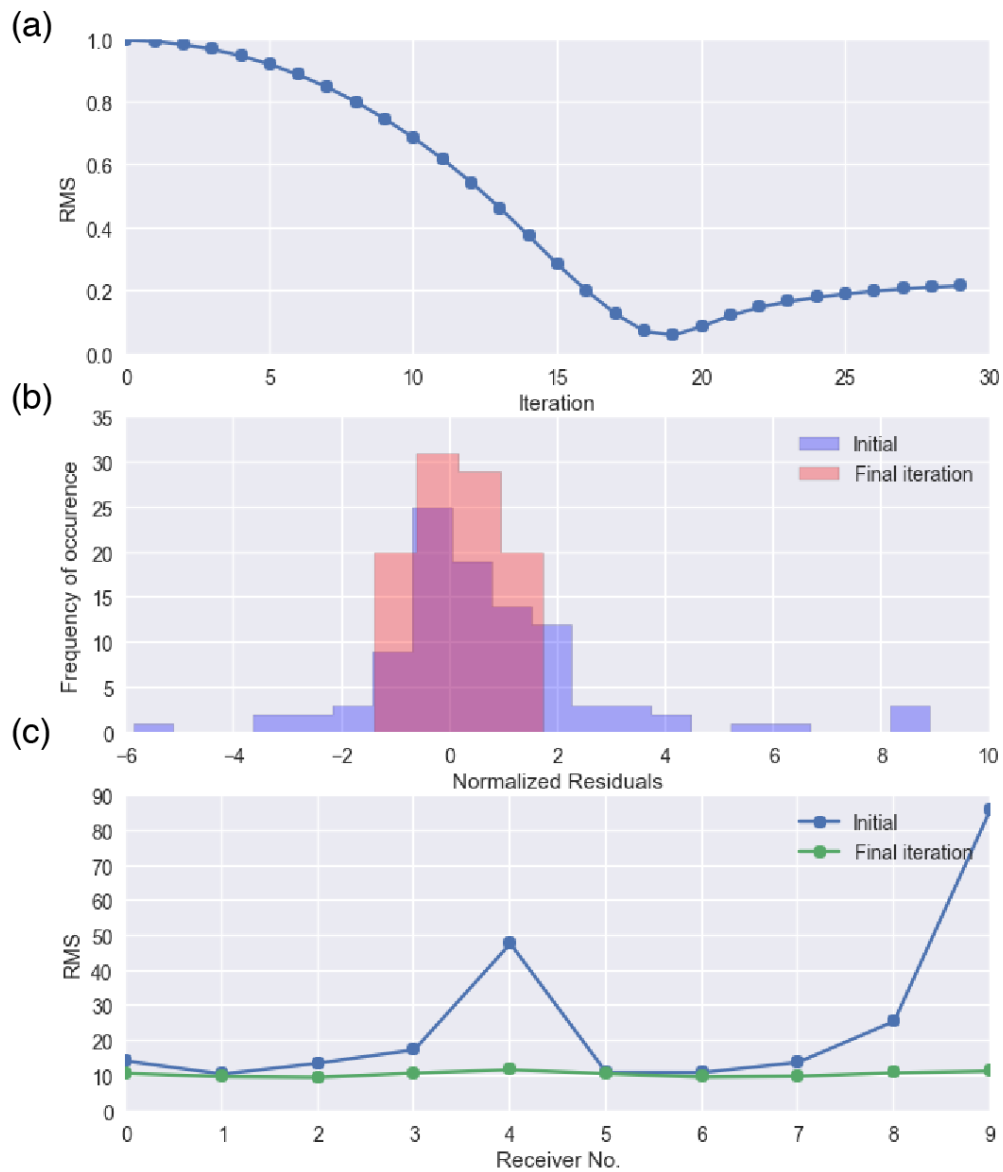
Site E におけるインバージョン結果を Figure 3-28 に示す。Figure 3-28 (a) は海底面から 4 m 下に配置された粒子の比抵抗構造であり、水平断面を表している。Site C には 2 箇所の観測点が存在し、南部に存在する観測点を A、北部に存在する観測点を B とする。Figure 3-28 (b) は観測点 B をまたぐ測線の南北方向に沿った断面図である。これらの結果から観測点 A, B 近傍においてともに地下に比抵抗異常体の存在が確認できる。観測点 A の近傍に存在する比抵抗異常体の最大電気伝導度はおよそ 0.6 S/m となり、観測点 B の近傍に存在する比抵抗異常体の最大電気伝導度はおよそ 3 S/m と確認できる。さらに、どの観測点においても比抵抗異常体の極大値は海底面下 4 ~ 10 m 程度の位置に存在している。

Figure 3-29 は Site C における RMS 値の収束の様子を表した図であり、図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-29 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合、正規化した RMS 値が 0.1 以下であることが確認できる。さらに Figure 3-29 (b), (c) から最終的なモデルにおいて、RMS 値が十分に減少していることが確認できる。



**Figure 3-28 Images obtained from 3D CSEM inversion on Site E. (a) Horizontal section with the depth 4 m from seafloor. Receiver A is located on the southern region of survey area. Receiver B is located on the northern region of survey area. The interval of contour line is depicted by every 2 m of altitude. (b) Vertical section along with the survey line around receiver B.**





**Figure 3-29 (a) The RMS at Site E versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.8.6 議論

ここでは、前節で得た 3 次元インバージョン結果と既存の研究結果を元に、解釈を行う。Site NW では、本データ取得時に、電流送信装置が撮影したカメラ映像では、地表面付近に明確な熱水噴出の様子や地質的な異常は見られなかった。今回得られたインバージョン結果から、地表面で高電導体の存在は確認されていない。これは、地質的な異常が見られなかったことと整合する。しかしながら、観測点直下 4~8 m 付近で 3 S/m 程度の高電気伝導体の存在が認められた。また、Site C 及び Site E 周辺では、カメラ映像から熱水噴出の兆候は見られなかったものの、地形は起伏に富み、海底面の色は褐色や黒ずんだ色を呈し、熱水噴出口近傍で認められる硫黄色に比較的近いことが確認されている。また、Site C の海底には多数のヒバリガイが確認されている。ヒバリガイは海底熱水鉱床周辺に群生する生物であるため、周辺に海底熱水活動が存在し、熱水鉱床が形成されている可能性がある。Site C で得られたインバージョン結果から、本エリアでは 3 つの高電気伝導体を確認される。そのうち、観測点 C の直下に 1~3 S/m 程度の比較的高い電気伝導度構造が認められた。さらに Site E で得られたインバージョン結果から、観測点 A と B の地表付近では同程度の電気伝導度を示している。これは観測点 A と B の海底面の特徴が同様であることと整合する。ところが、観測点 A と B の直下の電気伝導度は大きく異なり、観測点 B の直下 4~10 m 付近において 2 S/m 程度の比較的高い電気伝導度構造が認められた。IODP の Preliminary Report においても、送受信機設置位置の西部近傍で多数のチムニーおよびマウンドが報告されており、今回対象としたエリアにおいても海底面下に熱水だまりや海底熱水鉱床が認められることは妥当である。また、カメラ映像から海底面に異常が認められなかった地点において、海底面下の高電導体の存在が確認できた。この高電導体異常は、海底面下の熱水だまりや埋没した海底熱水鉱床である可能性が考えられる。

しかしながら、前節で得られた 3 次元インバージョン結果は、比抵抗異常体の電気伝導度は異なるものの、全ての比抵抗異常体が観測点の近傍で得られるなど現実的に考えて、不自然な点が見受けられる。これは今回、一様構造という単純な初期モデルを用いたことと、データ共分散行列を用いていないことが原因であると考えられる。通常、インバージョン手法を適用する場合、真の構造に近い初期モデルを設定しなければ、インバージョン結果が不自然になることが起こりうる。これは逆問題を定式化する際に、初期モデル近傍でテイラー展開を行っているからである。そのため、前節では非常に単純な一様構造を用いたが、より真の構造に近い初期モデルを選択する必要があると考えられる。また、一般に、CSEM 法では観測される電磁場はオフセット距離に対して急激に減衰する傾向が見られる。そのため、データ共分散行列を用いていない場合、RMS 値は、オフセット距離が短いエリアの RMS 値が支配的になり、オフセット距離が遠い観測データはインバージョン結果に比較的影響しない。つまり、

観測点近傍の観測点における感度が他と比べて、非常に高くなり、その部分の比抵抗構造ばかりが修正されてしまっていると考えられる。次節以降ではこの問題点に着目し、初期モデル依存性の低減とデータ共分散行列の適用を試みた。

## 3.9 層構造を考慮した3次元インバージョンによる実データ解析結果

### 3.9.1 インバージョン理論

前節で用いたインバージョン手法では、初期モデルとして一様の比抵抗構造を与えた。しかしながら、一般的にインバージョン手法には初期モデル依存性があり、初期モデルとして不適切なモデルを用いると **Local minimum** に陥り、不自然なインバージョン結果となる可能性がある。そこで、3次元インバージョン手法で用いる初期モデルとして、より適切なモデルを求めるために、1次元層構造を仮定したインバージョンを行う。ここで得られた層状の比抵抗構造を3次元インバージョン手法の初期モデルとして用いることで、**Local minimum** に陥りづらくする対策が考えられる。本インバージョン手法では、(1) 層数は不変であり、(2) 層内の比抵抗は既知として、層  $i$  のグリッドサイズ  $g_i$  を推定する。

本節で用いる手法は、非線形最小二乗法インバージョン手法である。このとき解くべき式は Equation 3-45 のように示される。ここで、使用するデータは 3.4.1 と同様に、(送信器数) × (受信器数) × (周波数の数) とする。また、モデルパラメータ  $\mathbf{m}$  は  $(g_1, g_2, \dots, g_m)$  とし、各層のグリッドサイズを表す。ここで、添字の  $m$  はモデルパラメータの層数を表す。さらに、感度行列  $\mathbf{A}$  を次のように定義する。

$$A_{ij} = \frac{\partial f_i(\mathbf{m})}{\partial g_j} \quad \text{Equation 3-81}$$

この感度行列  $\mathbf{A}$  は右辺の偏微分を数値差分化して計算する。即ち、各層ごとに層の一つ下のグリッドの比抵抗を層内の比抵抗に設定し、その際の観測値の差分から Equation 3-81 を計算する。この計算を全ての層とデータに対して行うことで感度行列を得る。この感度行列を含めて、Equation 3-45 を行列形式で書き表すと次式のように表される。

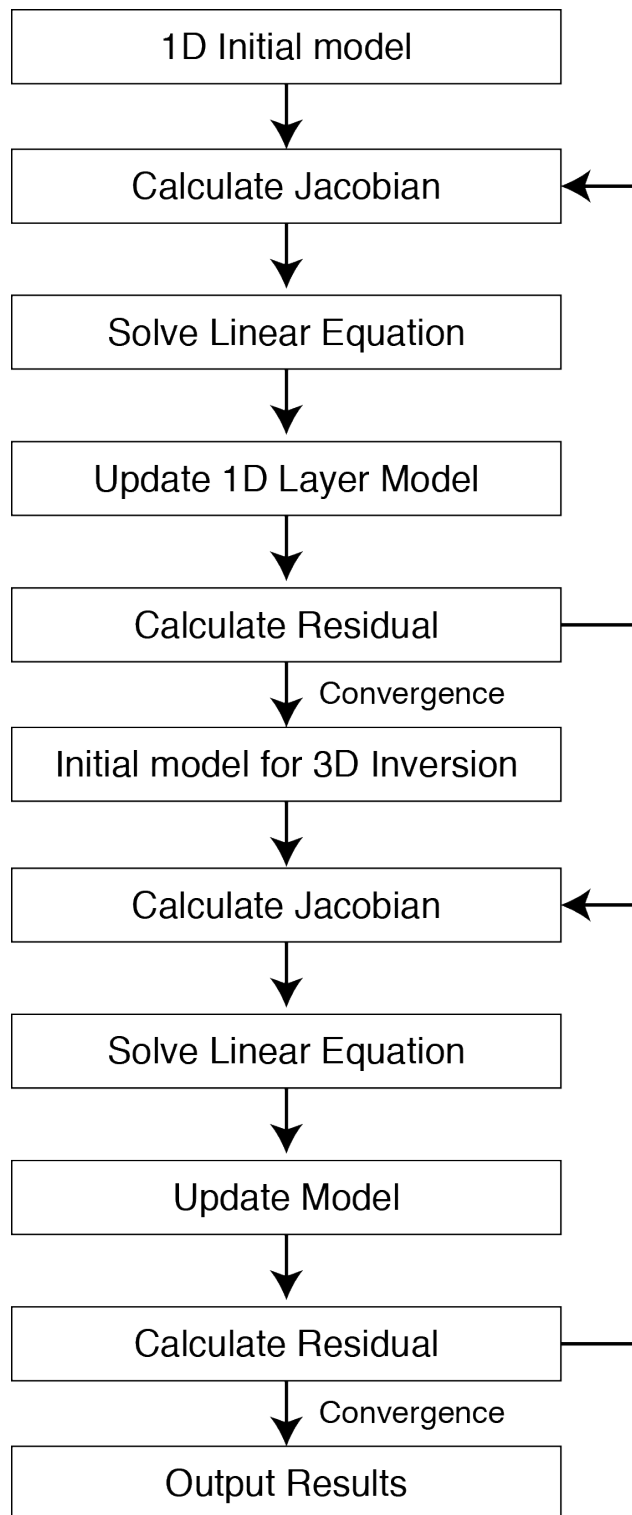
$$\begin{bmatrix} \frac{\partial f_1(\mathbf{m})}{\partial g_1} & \dots & \frac{\partial f_1(\mathbf{m})}{\partial g_m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n(\mathbf{m})}{\partial g_1} & \dots & \frac{\partial f_n(\mathbf{m})}{\partial g_m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta g_1 \\ \vdots \\ \delta g_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta d_1 \\ \vdots \\ \delta d_n \end{bmatrix} \quad \text{Equation 3-82}$$

Equation 3-83 を正方行列に変換するために、感度行列のエルミート行列を両辺の左側から掛け、次式のように変形した。

$$\left[ \Re \{ \mathbf{A}^H \mathbf{A} \} \right] \delta \mathbf{m} = \Re \{ \mathbf{A}^H (\mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{f}(\mathbf{m})) \} \quad \text{Equation 3-83}$$

この式を CG 法を用いて解き、 $\mathbf{m}$  を計算した。ここで、 $\mathbf{m}$  の各要素  $g_i$  に対して、 $g_i \geq 1$  であるならば層の厚さを 1 グリッド増やし、 $g_i \leq -1$  であるならば層の厚さを 1 グリッド減らした。また、 $-1 < g_i < 1$  であるならば、層の数を不変にした。

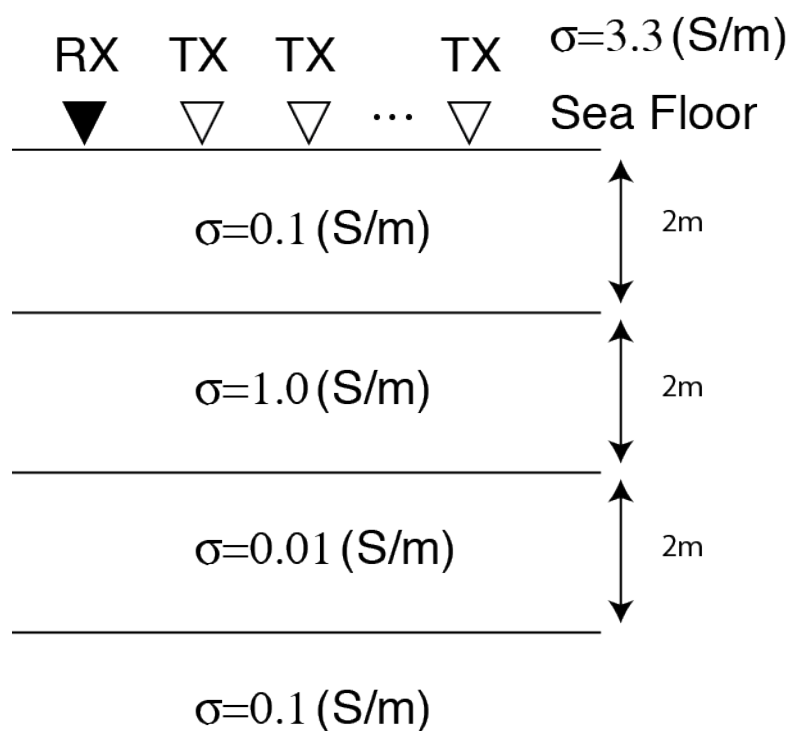
本インバージョン手法を用いて計算された層状比抵抗構造は、単純な一様比抵抗構造と比べ、より真の比抵抗構造に近いと推定される。そのため、ここで計算された層状比抵抗構造を 3 次元インバージョン手法に適用することで、初期モデル依存性を低減することができると考えられる。Figure 3-30 に、この計算フローをまとめたものを記す。



**Figure 3-30 Inversions flow using 1D layer inversion and 3D inversion.**

### 3.9.2 数値計算モデルへの適用

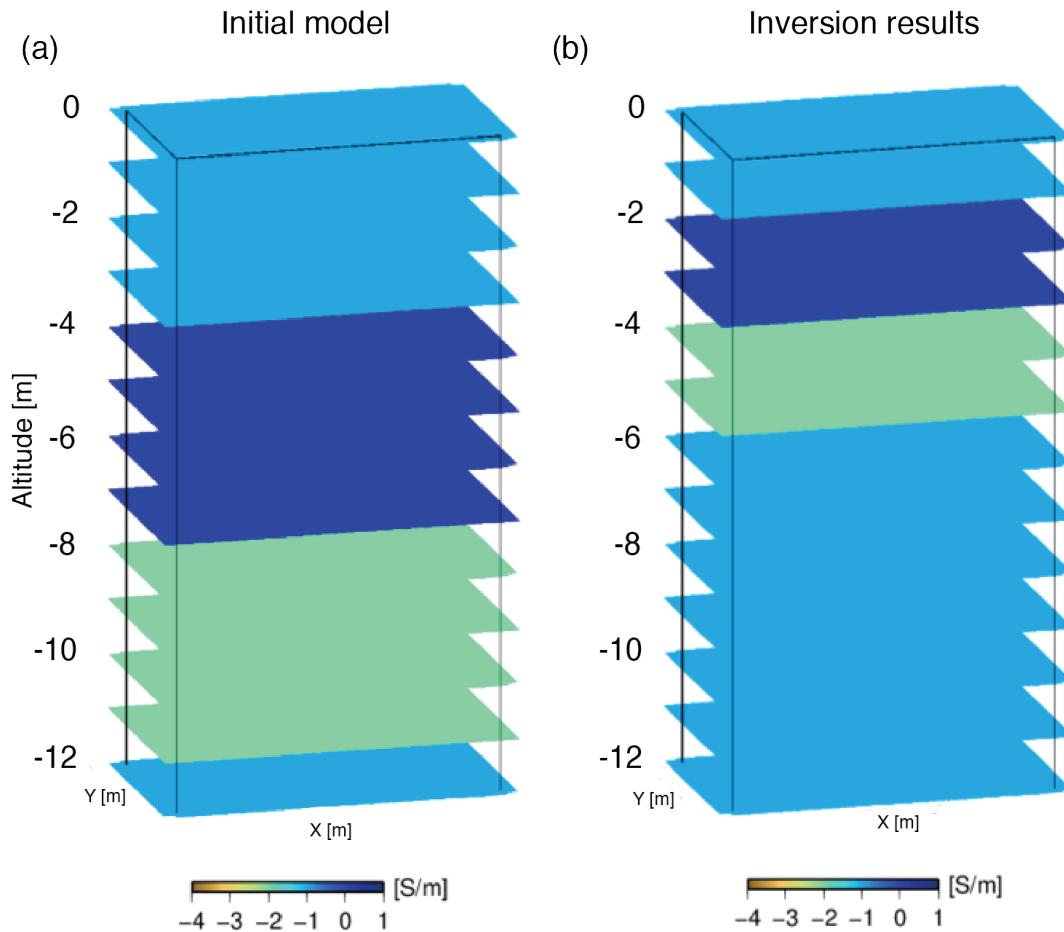
本節では，1次元層状インバージョン手法の適用可能性を検討する。具体的には，層状の数値計算モデルを作成し，それとは異なる初期モデルを用い，どの程度，真の構造に近づくのかについて検討を行う。真の構造としては Figure 3-31 に示すような4層構造を用いる。また，電流送信機 (TX) と受信機 (RX) を海底面に1台ずつ設置し，10 m 間隔で配置する。また，送信機は計5箇所配置した。送受信電場成分には Broadside 方式を用いる。すなわち，紙面直交方向の電流送信を行い，同方向の電場成分で観測を行う方式を用いる。使用する周波数成分や粒子間距離，影響半径等は 3.8 と同様である。



**Figure 3-31 Synthetic model used for the 1D layer inversion. Transmitter and receiver dipoles are deployed every 10m on the seafloor.**

初期モデルとしては，先述したように真のモデルの比抵抗は一致しているが，層厚が異なるモデルを用いる。具体的には，Figure 3-32 (a)のように第1～3層目の層厚を4 mとした。なお，図中には海底面より下部の比抵抗構造のみを示した。このモデルを初期モデルとして，3.9.1の層構造インバージョン手法を適用する。その結果，得られた比抵抗構造を Figure 3-32 (b)に示した。ここで示した結果は，Figure 3-31の真の構造と一致しており，層構造インバージョン手法を適用することで，精度良く比抵抗構造

が推定できることが示された。



**Figure 3-32 (a) Initial conductivity model and (b) Inversion results after five iterations.**

### 3.9.3 実データへの適用

本節では、3.9.1 で開発した層構造インバージョン手法を 3.8 で示した実データに対して適用する。さらに、層構造インバージョン手法により推定された層状比抵抗構造を初期モデルにして、3 次元インバージョン手法を適用する。これにより、3 次元インバージョン手法で用いる初期モデルは、単純な一様構造と比べると、より現実の構造に近づくと考えられる。単純な一様構造ではなく、層状比抵抗構造を初期モデルに設定することで Local minimum に陥りづらくなり、結果、推定される比抵抗構造はより現実の構造に近くなる。

層構造インバージョン手法に用いる初期モデルとして、3.6.1 に示した Figure 3-12 のボーリングコアデータを参照し、モデル内の層数と層内の比抵抗を表のような 3 層の構造に設定する。なお、三層目の層厚は計算領域の最下部までの厚さとした。



**Table 3-2 Initial model used for layer inversion of real field data. Each layer has its own thickness and resistivity.**

	層厚 (m)	比抵抗 ( $\Omega m$ )
第一層	4	4
第二層	6	10
第三層	-	6

### 3.9.4 データ共分散行列

前節までの結果では、データ共分散行列として単位行列を与えた。しかしながら、CSEM 法ではデータ共分散行列として単位行列を用いると、オフセット距離の小さい観測点における観測データがインバージョン結果に与える影響が比較的大きくなり、オフセット距離の大きい観測点における観測データがインバージョン結果に与える影響は比較的小さくなる。そこで、全ての観測データがインバージョン結果に与える影響を同程度にするために、データ共分散行列の適用を行う。ここでは、データ共分散行列を次式のように設定した。

$$\mathbf{W}_d = \text{diag} \left( \frac{1}{|d_i^{\text{obs}}| + \eta} \right) \quad \text{Equation 3-84}$$

ここで、 $\eta$  はデータ内のノイズによりデータ値が強調されすぎるのを防ぐパラメータである。本研究では  $\eta = 1.0 \times 10^{-20}$  とし、インバージョン手法の適用を行った。

### 3.9.5 Site NW での結果

前節までに示した層構造インバージョンを Site NW での実データに適用した結果を Figure 3-33 に示す。この結果から、Site NW においては、第一層目の層厚が 1 m になり、第二層目の層厚は 8 m となっていることが分かる。つぎに、Figure 3-33 で推定された層状比抵抗構造を初期モデルとして、3次元インバージョンを適用した際の結果を Figure 3-34 に示す。この結果から、海底面下に二つの比抵抗異常体が存在することが確認できる。1つ目は、Site NW の西部海底面下 8 m 付近に存在し、1 S/m 程度の高電気伝導体となっている。2つ目も東部海底面下 8 m 付近に存在し、2~3 S/m 程度の高電気伝導体となっている。また、東部海底面下に存在する比抵抗異常体は層状に広がって分布しているという特徴が見られる。さらに2つある比抵抗異常体はともに海底面付近までその異常が広がって分布しているという特徴がある。

Figure 3-35 は Site NW における RMS 値の収束の様子を表した図であり、図の見方は

Figure 3-25 と同様である。Figure 3-35 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合，正規化した RMS 値が 0.8 程度となっていることが確認できる。さらに Figure 3-35 (b), (c) から最終的なモデルにおいて，RMS 値が減少していることを確認できる。

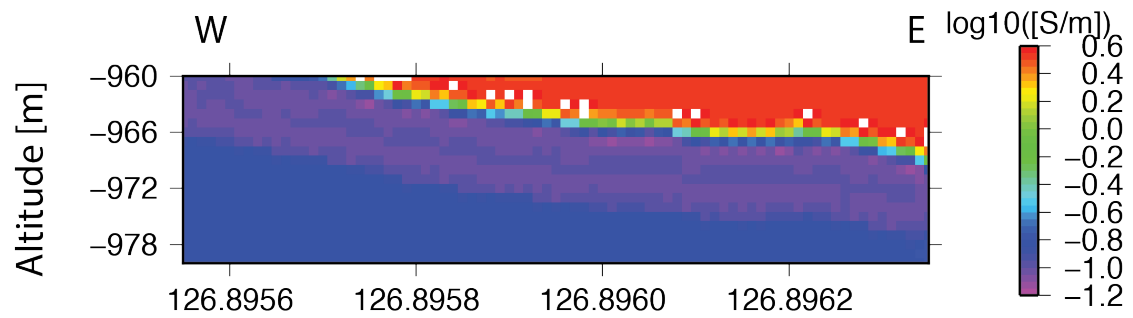


Figure 3-33 1D Layer inversion on the Site NW.

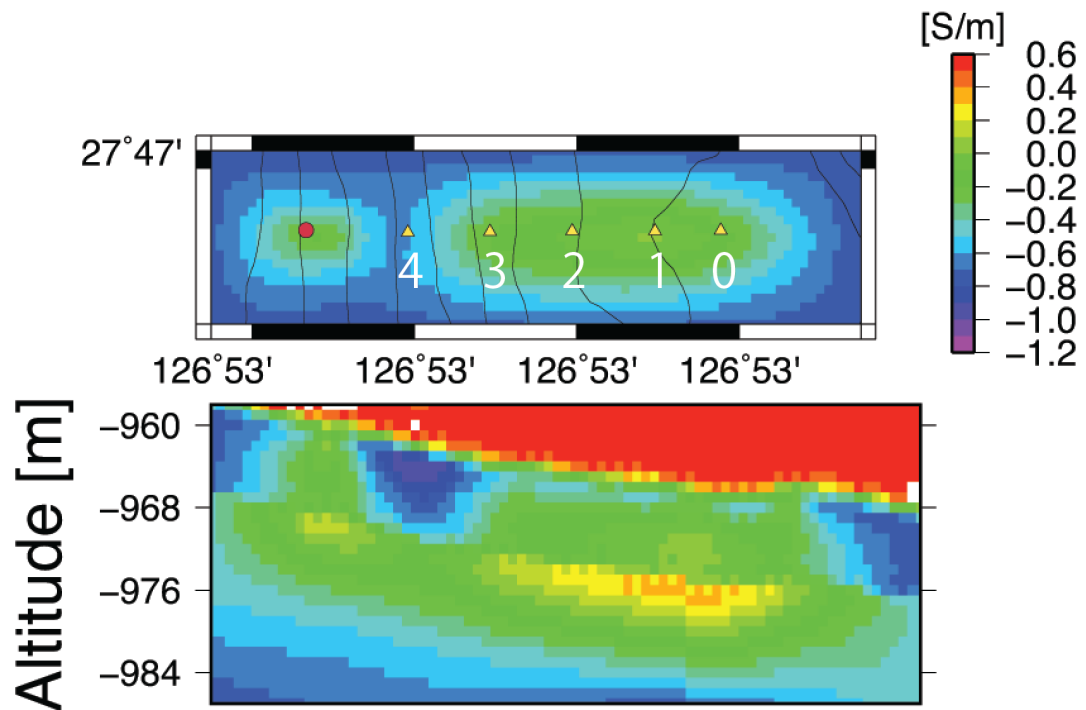
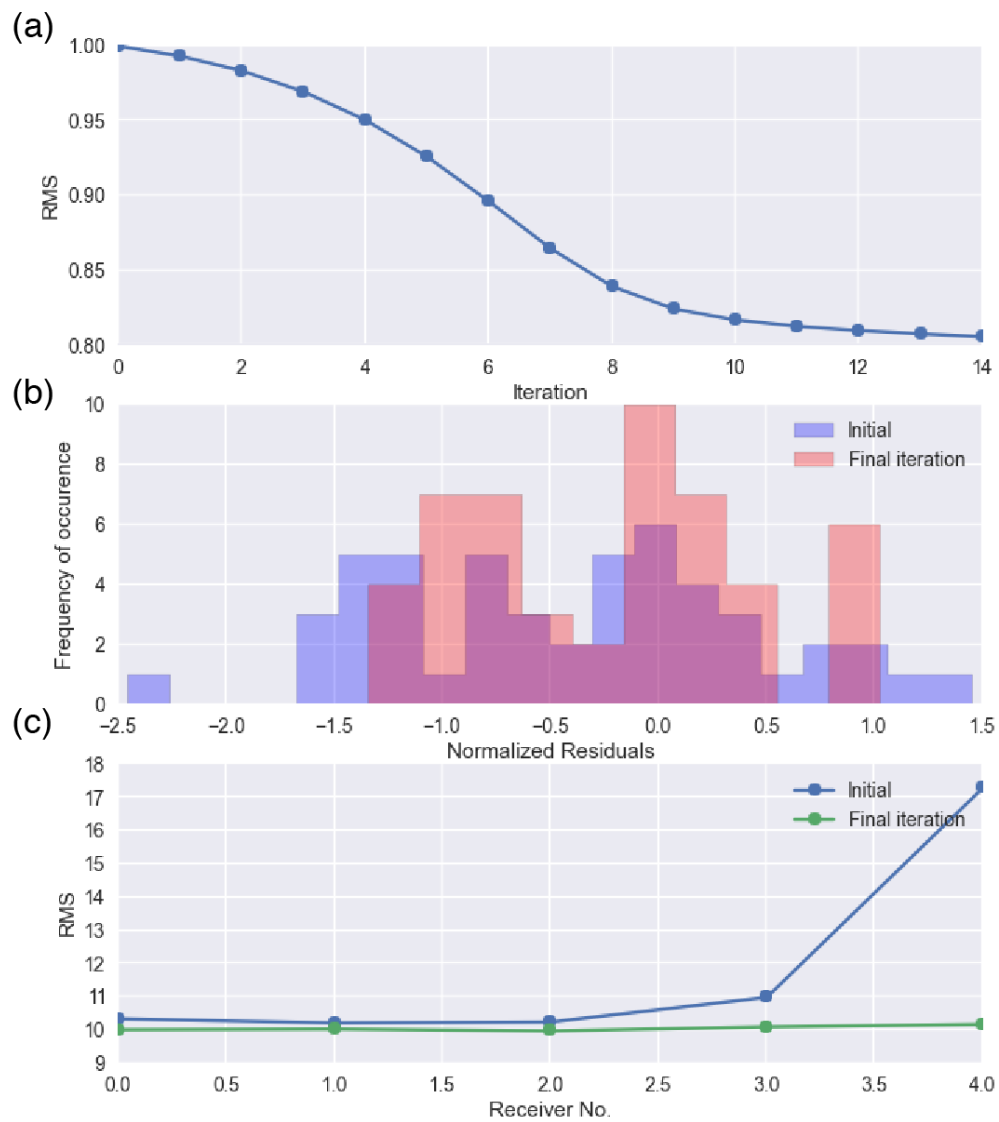


Figure 3-34 3D inversion results after the 1D layer inversion at the Site NW.

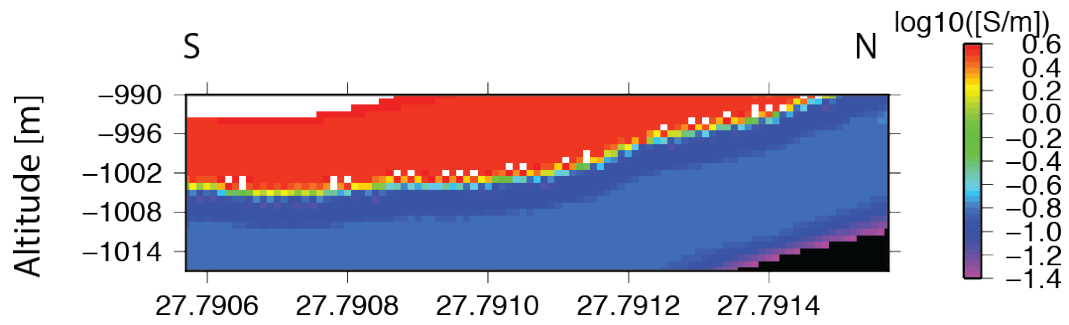


**Figure 3-35 (a) The RMS at Site NW versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

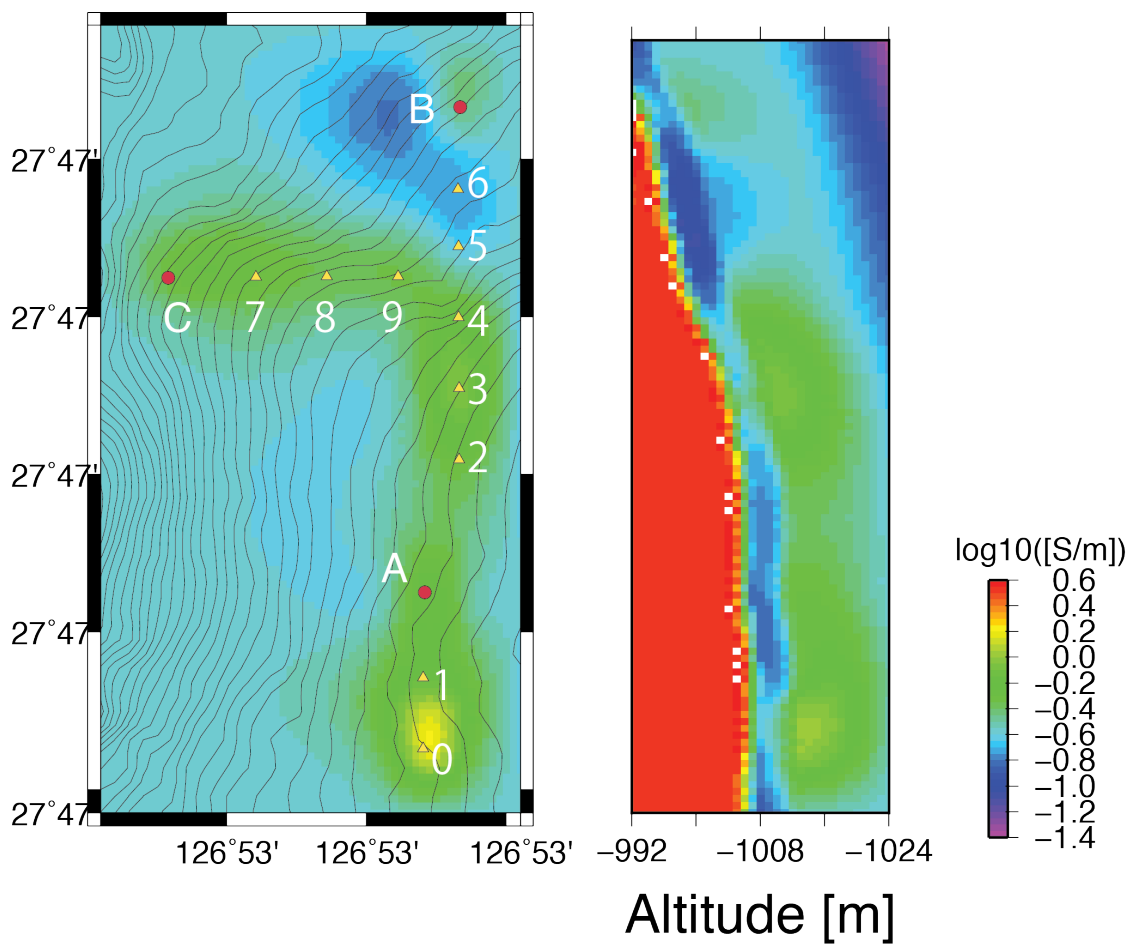
### 3.9.6 Site C での結果

Site C における層構造インバージョンの結果を Figure 3-36 に示す。この結果から、Site C においては、第一層目の層厚が 0m になり、第二層目の層厚は 4 m となっている。つぎに、Figure 3-36 で推定された層状比抵抗構造を初期モデルとして、3次元インバージョンを適用した際の結果を Figure 3-37 に示す。この結果から、海底面下に二つの比抵抗異常体が存在することが確認できる。1つ目は、Site C の中央東海底面下 4 ~ 6 m 付近に存在し、0.5 S/m 程度の電気伝導体となっている。2つ目は南部海底面下 4 ~ 8 m 付近に存在し、1 ~ 2 S/m 程度の高電気伝導体となっている。これらの比抵抗異常体は海底面下で層状に広がった特徴が見られる。

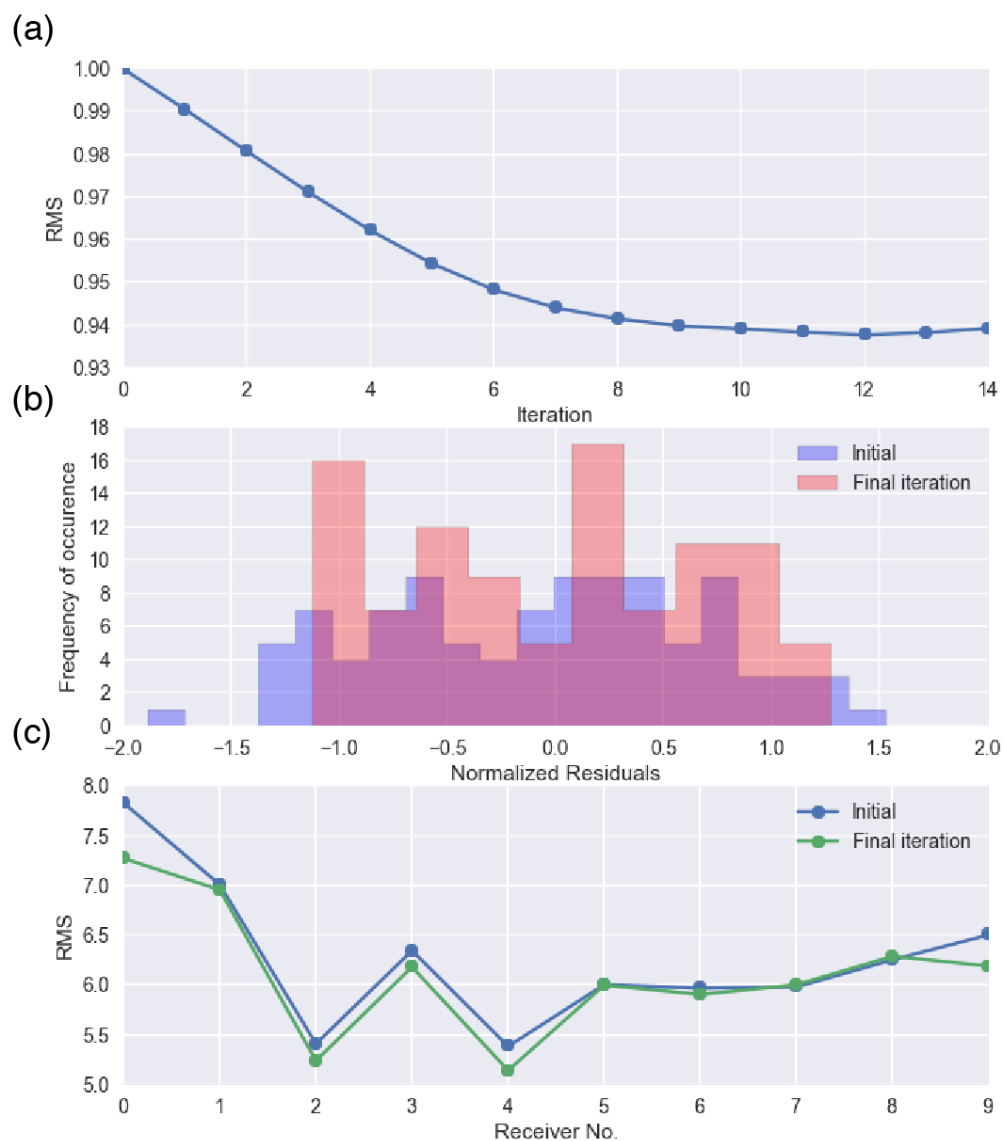
Figure 3-38 は Site NW における RMS 値の収束の様子を表した図であり、図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-38 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合、正規化した RMS 値が 0.95 以下となっていることが確認できる。さらに Figure 3-38 (b), (c) から最終的なモデルにおいて、RMS 値がわずかに減少していることが確認できる。



**Figure 3-36 1D Layer inversion on the Site C.**



**Figure 3-37 3D inversion results after the 1D layer inversion at the Site C.**



**Figure 3-38 (a) The RMS at Site C versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.9.7 Site E での結果

Site E における層構造インバージョンの結果を Figure 3-36 に示す。Site E における結果は、Site C と同様で、第一層目の層厚が 0m になり、第二層目の層厚は 4 m となった。つぎに、Figure 3-36 で推定された層状比抵抗構造を初期モデルとして、3次元インバージョンを適用した際の結果を Figure 3-37 に示す。この結果から、北部海底面下 4~10 m 付近に高電気伝導体が存在していることが分かる。この高電気伝導体は 2~4 S/m という全ての調査域のなかで最も高い電気伝導度を示している。また、この比抵抗異常体は南北方向に対して層状に分布しているという特徴が認められる。

Figure 3-41 は Site NW における RMS 値の収束の様子を表した図であり、図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-41 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合、正規化した RMS 値が 0.95 以下となっていることが確認できる。さらに Figure 3-41 (b), (c) から最終的なモデルにおいて、RMS 値が減少していることが確認できる。



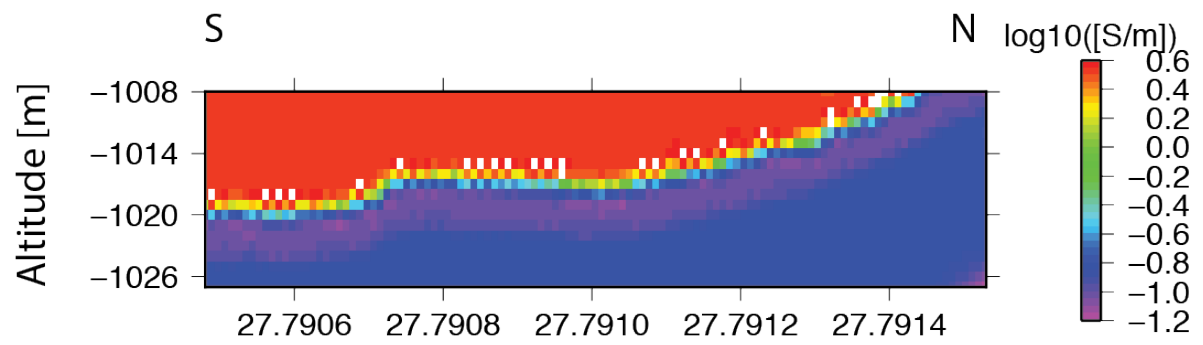


Figure 3-39 1D Layer inversion on the Site E.

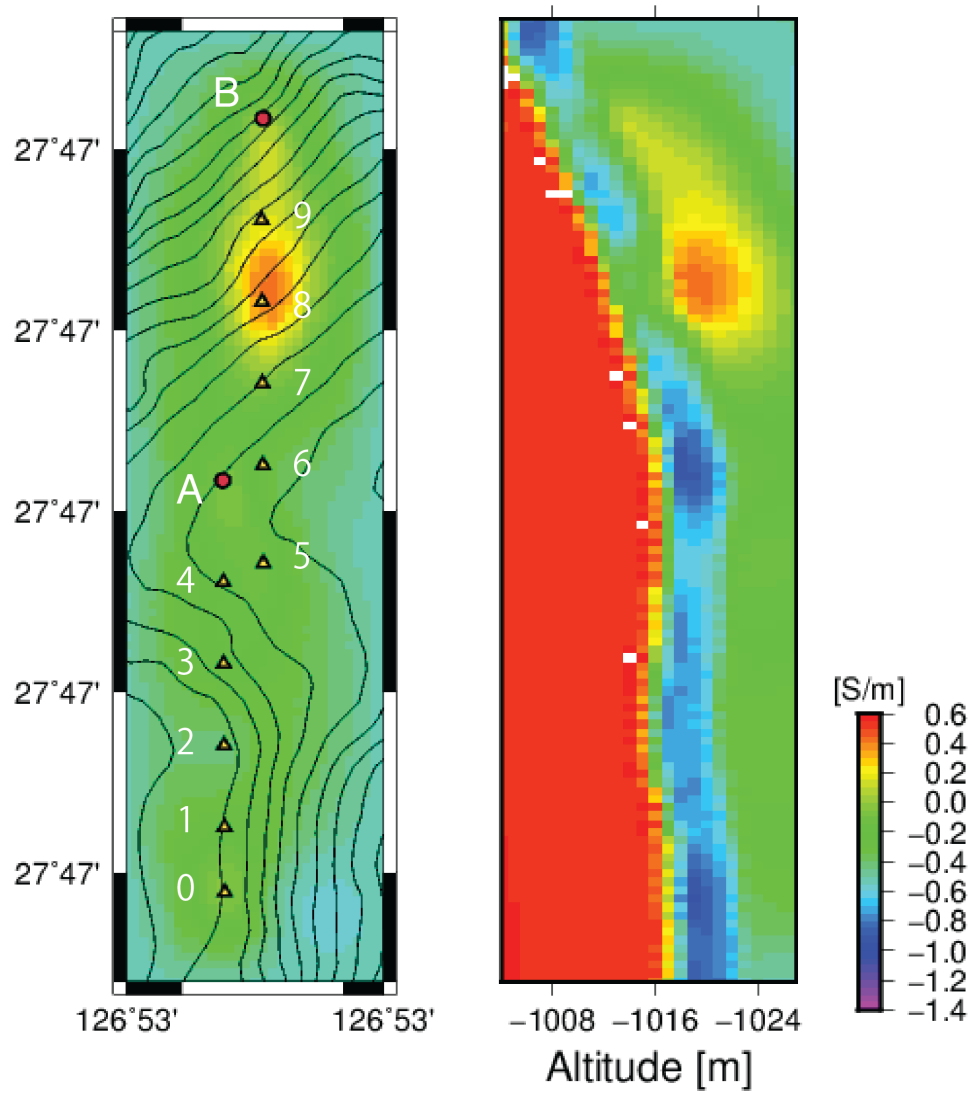
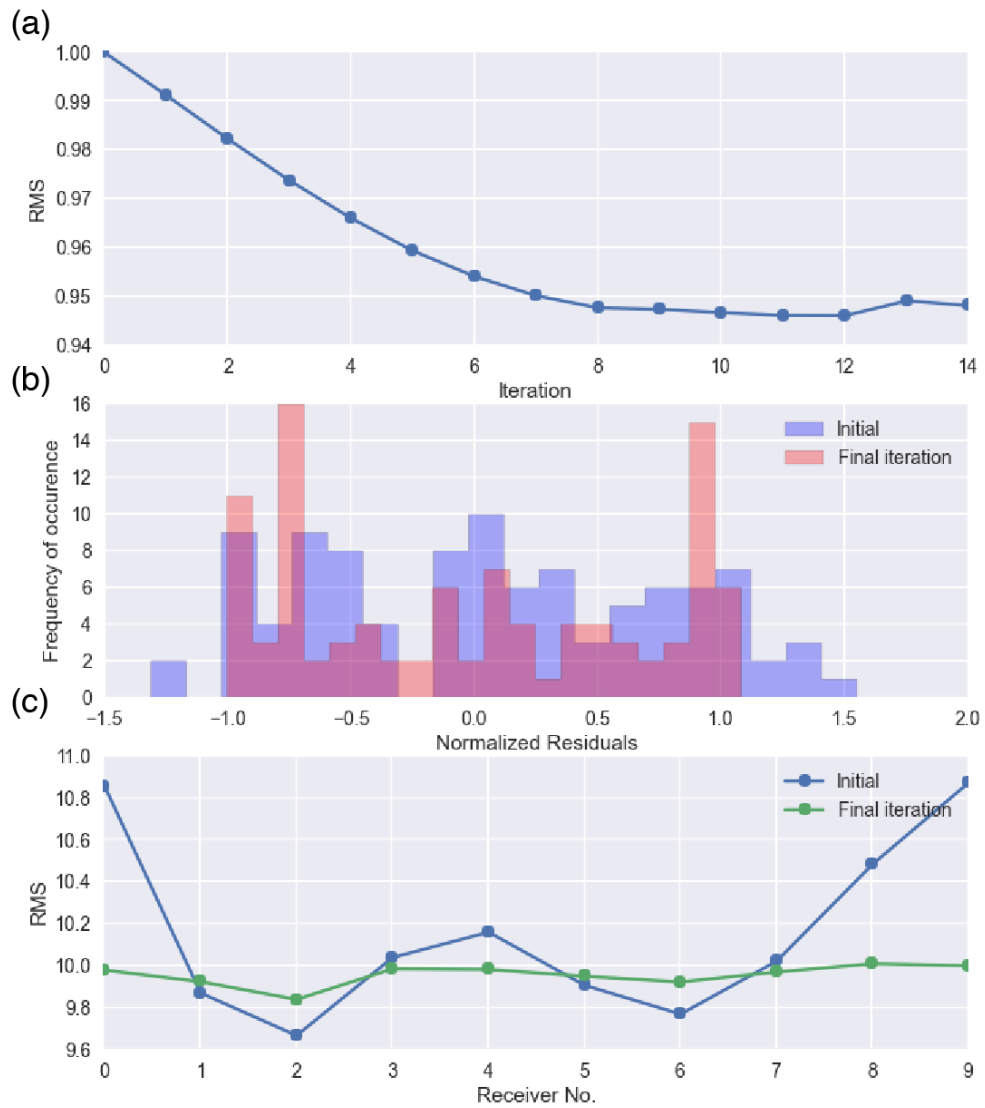


Figure 3-40 3D inversion results after the 1D layer inversion at the Site E.



**Figure 3-41 (a) The RMS at Site E versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.9.8 議論

ここでは、前節までで得たインバージョン結果と既存の研究結果を中心に解釈を行う。Site NW では、カメラ撮影からは海底熱水噴出の様子や海底面に地質的な異常の兆候は確認されないが、IODP の Preliminary Report から南東部に Northern Edge Chimney (NEC) と呼ばれる大型のチムニーが存在していることが分かっている。今回得られたインバージョン結果から、東部海底面下 8~10 m に 2 S/m 程度の層状の高電気伝導構造を認めることができる。南東部に存在する NEC は大型のチムニーであることから、これらの電気伝導度構造は海底面下で NEC に関連する高電気伝導構造である可能性がある。つぎに、Site C のインバージョン結果から、観測点 B の近傍を除いて、全体的に 0.5~0.8 S/m 程度の電気伝導度の層が海底面下 4 m 程度に広がっていることが確認できる。これは Site C において全体的に起伏に富んだ地形をしており、またヒバリガイが広く分布していることと整合的である。さらに観測点 A 近傍では比較的小規模の熱水噴出が見られている。インバージョン結果から同様の地域で 1.5 S/m 程度の高い電気伝導度を示す構造が得られており、この高電導体は海底面下の熱水噴出の様子を捉えることができている可能性がある。最後に、Site E のインバージョン結果から、観測点 B 付近の海底面下 4~10 m に 2~3 S/m 程度の高い電気伝導度構造が認められている。この電気伝導度構造は 3.8 と似た傾向を示しており、同様の解釈から、これらの高電導体は熱水だまりや海底熱水鉱床である可能性が考えられる。

しかしながら、ここで得られた電気伝導度の値はボーリングコアサンプルの調査結果と相違する点が存在している。それは、これまでの調査の結果、海底熱水鉱床周辺の岩石は非常に脆く、間隙率が高いことが明らかになっている点である。このとき、特に海底面近傍では海水が海底面下に染み込んでいることが考えられるにも拘わらず、前節で得られた結果では、電気伝導度が高くても 3 S/m 程度であり、全体的に低い値となっている。これは初期モデルとして選択した比抵抗が高い値をとっていたことが原因であると考ええる。つまり、初期モデルとして全体的に高い比抵抗を選択しているため、インバージョン結果で得られた比抵抗が既存の調査と相違する結果になったと考え、次節で本問題の克服に取り組む。

## 3.10 間隙率に基づく初期モデルを用いた 3 次元インバージョン

### 3.10.1 間隙率に基づく初期モデルの設定

前節で用いたインバージョン手法では, 初期モデルとして IODP のコアデータから得られた比抵抗を与えた。しかしながら, コアデータ計測は, 原位置での計測ではないため, コアの間隙内から海水や熱水がない状態での計測値となっている。一般に, 比抵抗は間隙内の流体に非常に大きく依存することが知られており, 間隙内流体を考慮せずに観測した比抵抗は原位置での計測値と大きく異なる可能性がある。そのため, 本節では, 間隙内流体の影響を考慮した初期モデルを設定するため, コアデータの間隙率と間隙流体の比抵抗から原位置での比抵抗を推定する。

### 3.10.2 アーチーの式

本節では, 間隙率と間隙流体から比抵抗を推定するためにアーチーの式 (Archie, 1942) を用いる。間隙流体は海水であると仮定した。アーチーの式は次式のように表される。

$$C_t = \frac{1}{a} C_w \phi^m \quad \text{Equation 3-85}$$

ここで, 各々のパラメータは次のように表される。

$C_t$ : コア全体の電気伝導度

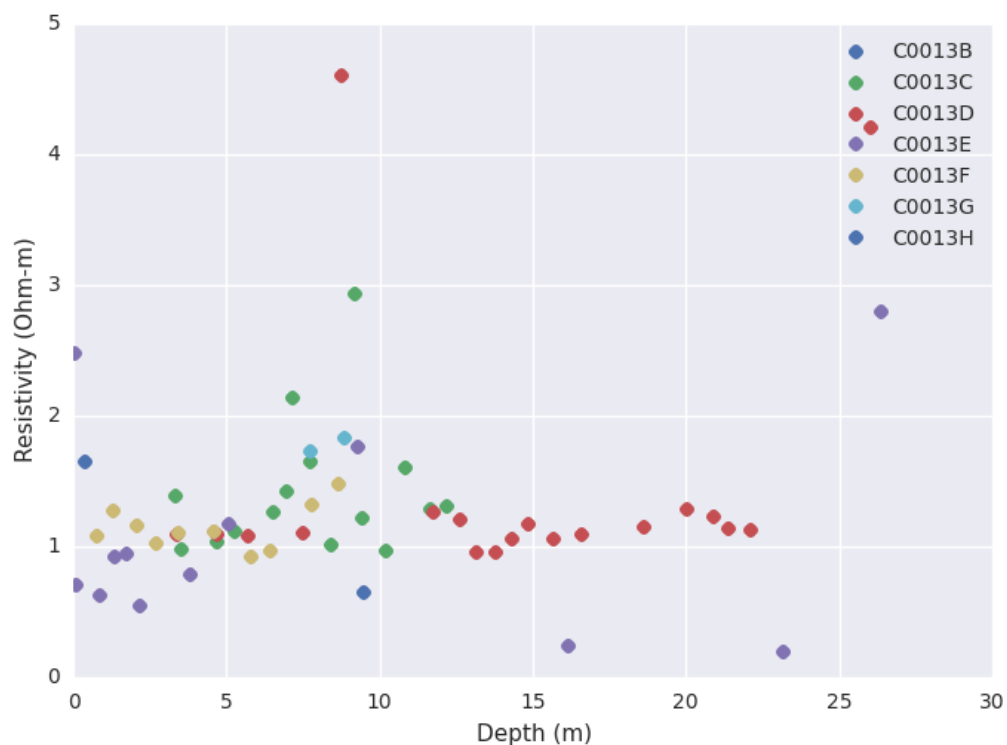
$a$ : 迂回係数

$C_w$ : 流体の電気伝導度

$\phi$ : 間隙率

$m$ : 膠結係数

本節では,  $a=2.0$ ,  $C_w=3.2$ ,  $m=1.3$  とし,  $\phi$  はコアデータの値を用いた。ここで, 計算された比抵抗と海底面からの深さの関係を Figure 3-42 に示す。



**Figure 3-42 Core sampled porosity data versus depth at Site C0013.**

この結果，得られた比抵抗データを層構造インバージョン手法に用いる初期モデルとして用いる。このとき，モデル内の層数と層内の比抵抗を Table 3-3 のような 3 層の構造に設定する。なお，三層目の層厚は計算領域の最下部までの厚さとした。

**Table 3-3 Initial model used for layer inversion of real field data. Each layer has its own thickness and resistivity.**

	層厚 (m)	比抵抗 ( $\Omega$ m)
第一層	6	1
第二層	6	2
第三層	-	1

### 3.10.3 Site NW での結果

前節で得られた比抵抗データを用い， Site NW での実データに対して層構造インバージョンを適用した結果を Figure 3-43 に示す。この結果から，第一層目の層厚が 0 m になり，第二層目の層厚は 14 m となっていることが分かる。つぎに，Figure 3-43 で推定された層状比抵抗構造を初期モデルとして，3 次元インバージョンを適用した際の

結果を Figure 3-44 に示す。この結果から、電流送信点、観測点の広い範囲にわたって電気の通りやすい層が存在していることが分かる。その値は 4 S/m 程度であり、海水の電気伝導度に近い値を示している。

Figure 3-35 は Site NW における RMS 値の収束の様子を表した図であり、図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-35 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合、正規化した RMS 値が 0.58 程度であることが確認できる。さらに、Figure 3-35 (b), (c) から最終的なモデルにおいて、RMS 値が減少していることを確認できる。

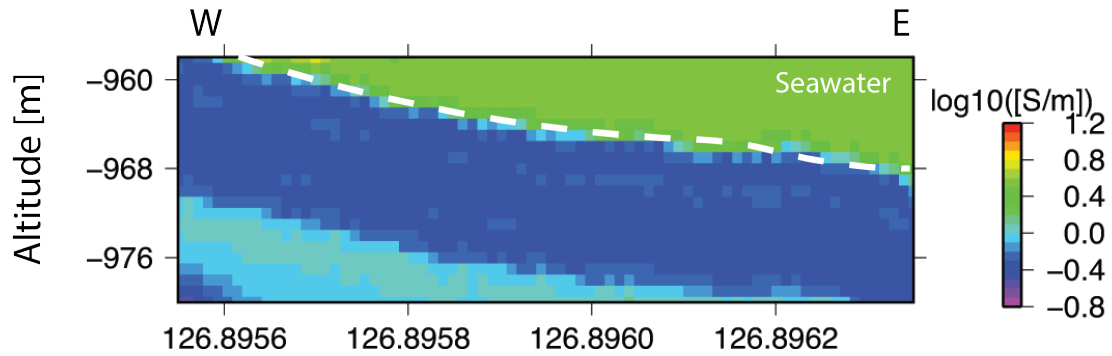


Figure 3-43 1D Layer inversion on the Site NW.

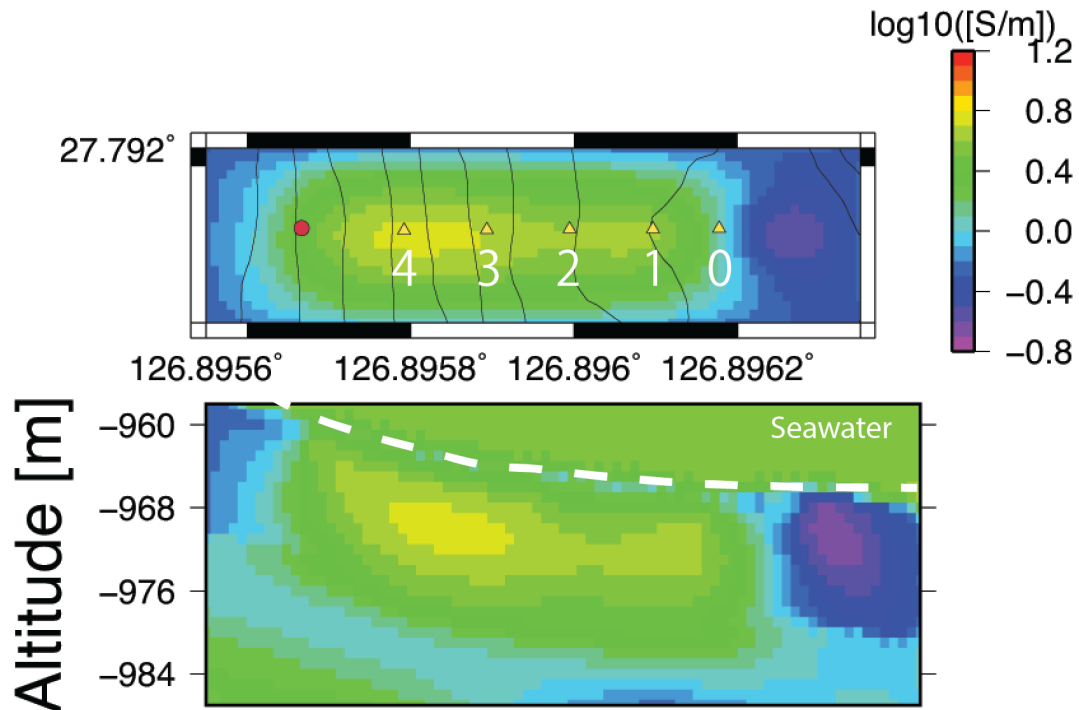
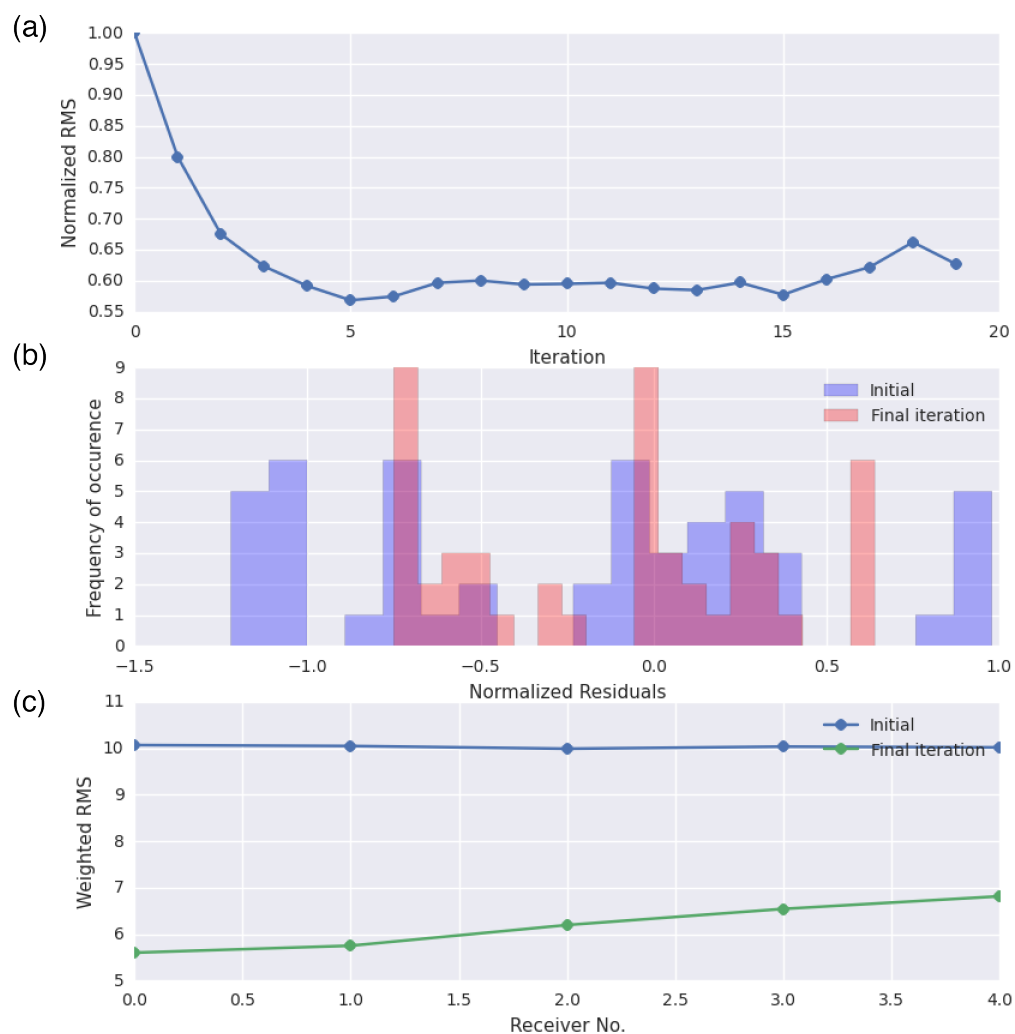


Figure 3-44 3D inversion results after the 1D layer inversion at the Site NW. In this case, initial model is selected considering porosity data.



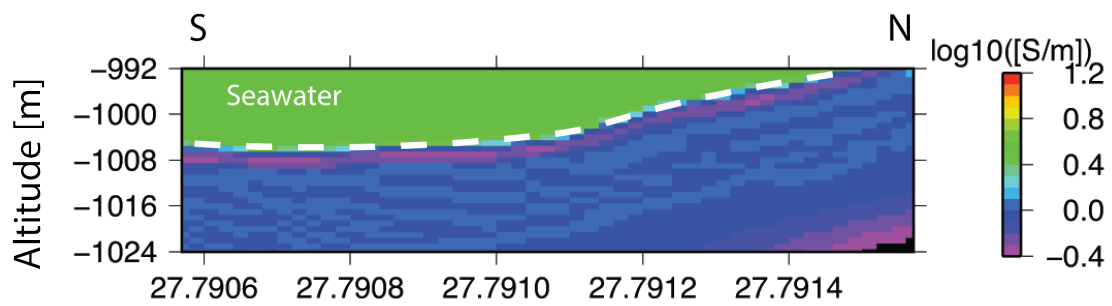
**Figure 3-45 (a) The RMS at Site NW versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.10.4 Site C での結果

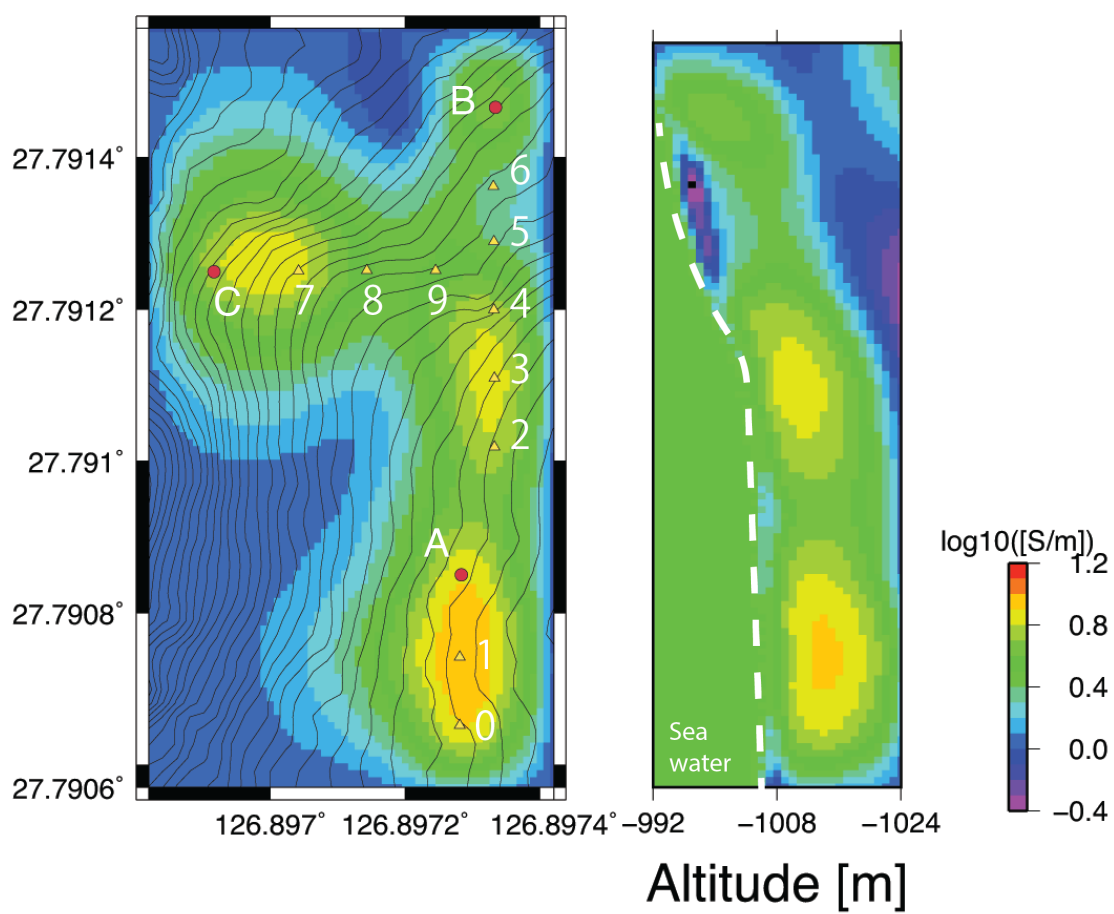
間隙率から計算した比抵抗データを用い, Site C における層構造インバージョンの結果を Figure 3-46 に示す。この結果から, Site C においては, 第一層目の層厚が 0 m になり, 第二層目の層厚は 2 m となっている。つぎに, Figure 3-46 で推定された層状比抵抗構造を初期モデルとして, 3次元インバージョンを適用した際の結果を Figure 3-47 に示す。この結果から, 海底面下の電気伝導度は広い範囲で 3 S/m 程度の値を示していることが分かる。また, 海底面下に 3 つの比抵抗異常体が存在することが確認できる。1 つ目は, Site C の中央東海底面下 4 ~ 6 m 付近に存在し, 6 S/m 程度の電気伝導体となっている。2 つ目は東部海底面下 4 ~ 8 m 付近に存在し, 6 S/m 程度の電気伝導体となっている。3 つ目は南部海底面下 4 ~ 12 m 付近に存在し, 8 ~ 9 S/m 程度の高電気伝導体となっている。

Figure 3-48 は Site NW における RMS 値の収束の様子を表した図であり, 図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-48 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合, 正規化した RMS 値が 0.8 程度であることが確認できる。さらに, Figure 3-48 (b), (c) からも RMS 値が減少していることが確認できる。

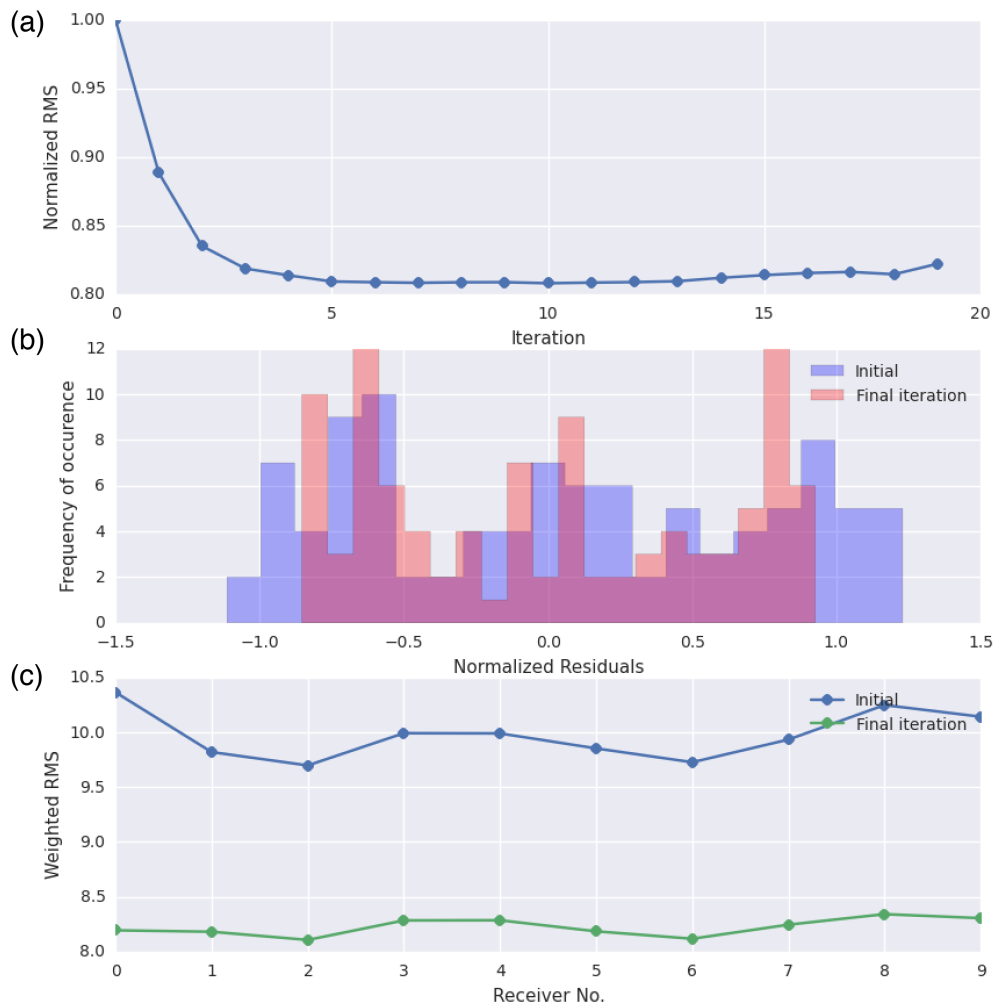




**Figure 3-46 1D Layer inversion on the Site C.**



**Figure 3-47 3D inversion results after the 1D layer inversion at the Site C. In this case, initial model is selected considering porosity data.**



**Figure 3-48 (a) The RMS at Site C versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.10.5 Site E での結果

間隙率から計算した比抵抗データを用い, Site E で得られた実データに層構造インバージョン手法を適用した結果を Figure 3-49 に示す。Site E における結果は, 第一層目の層厚が 8 m になり, 第二層目の層厚は 2 m となった。つぎに, Figure 3-49 で推定された層状比抵抗構造を初期モデルとして, 3 次元インバージョンを適用した際の結果を Figure 3-50 に示す。この結果から, 電流送信点, 観測点の広い範囲にわたって 3 S/m 程度の電気の通りやすい層が存在していることが分かる。また, 北部海底面下 4 ~ 12 m 付近に高電気伝導体が存在していることが確認できる。この高電気伝導体は 8 ~ 9 S/m 程度の値を示している。

Figure 3-51 は Site NW における RMS 値の収束の様子を表した図であり, 図の見方は Figure 3-25 と同様である。Figure 3-51 (a) の結果から最も RMS 値が減少した場合, 正規化した RMS 値が 0.7 程度であることが確認できる。さらに, Figure 3-51 (b), (c) からも RMS 値が減少していることが確認できる。

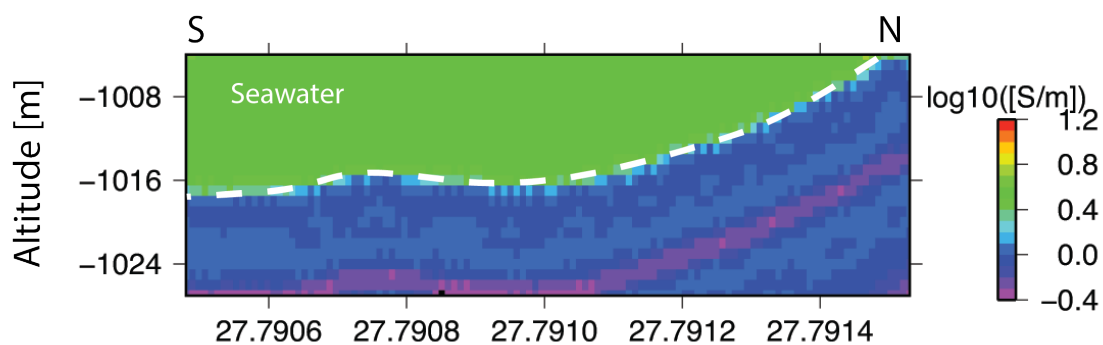


Figure 3-49 1D Layer inversion on the Site E.

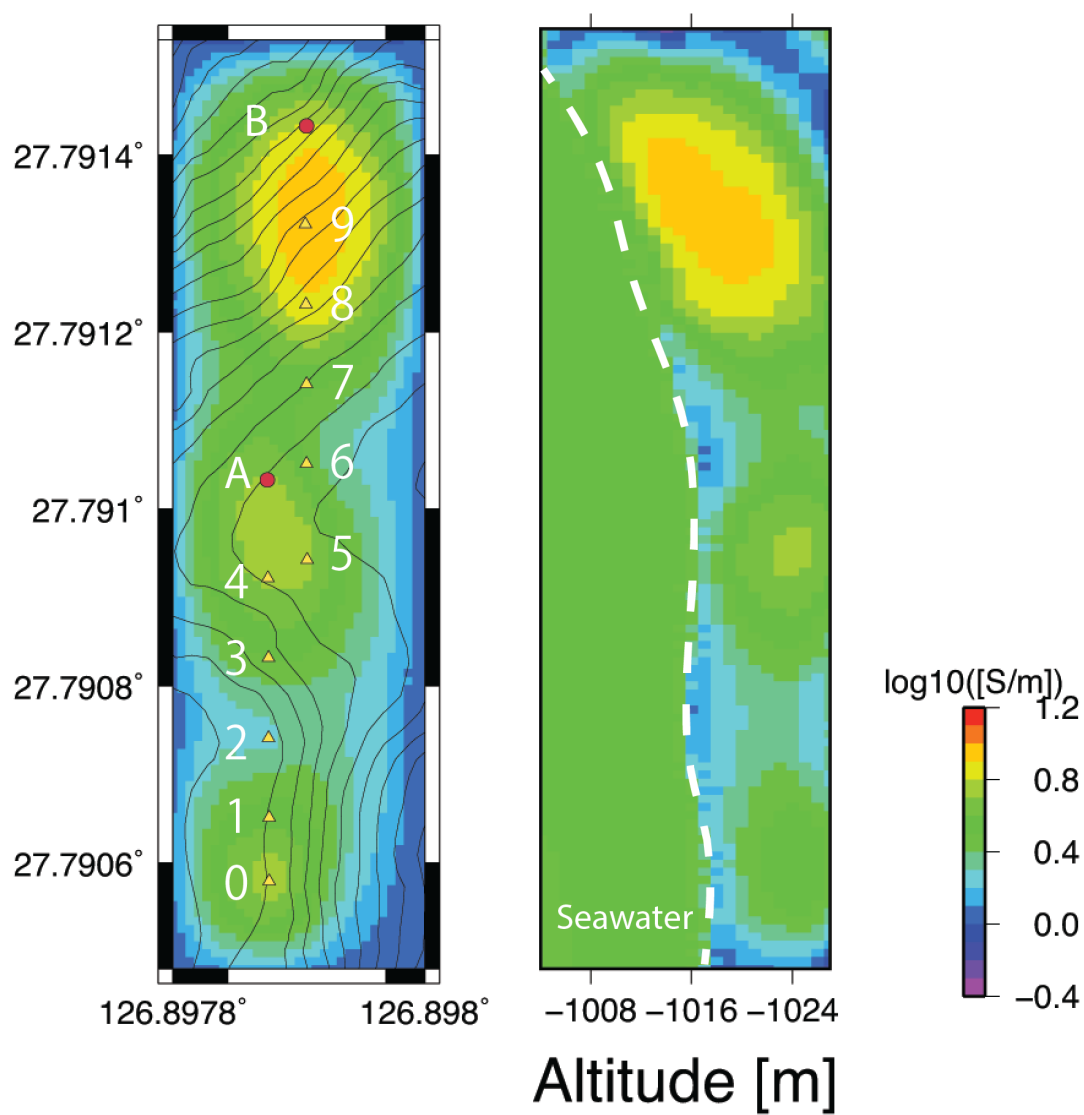
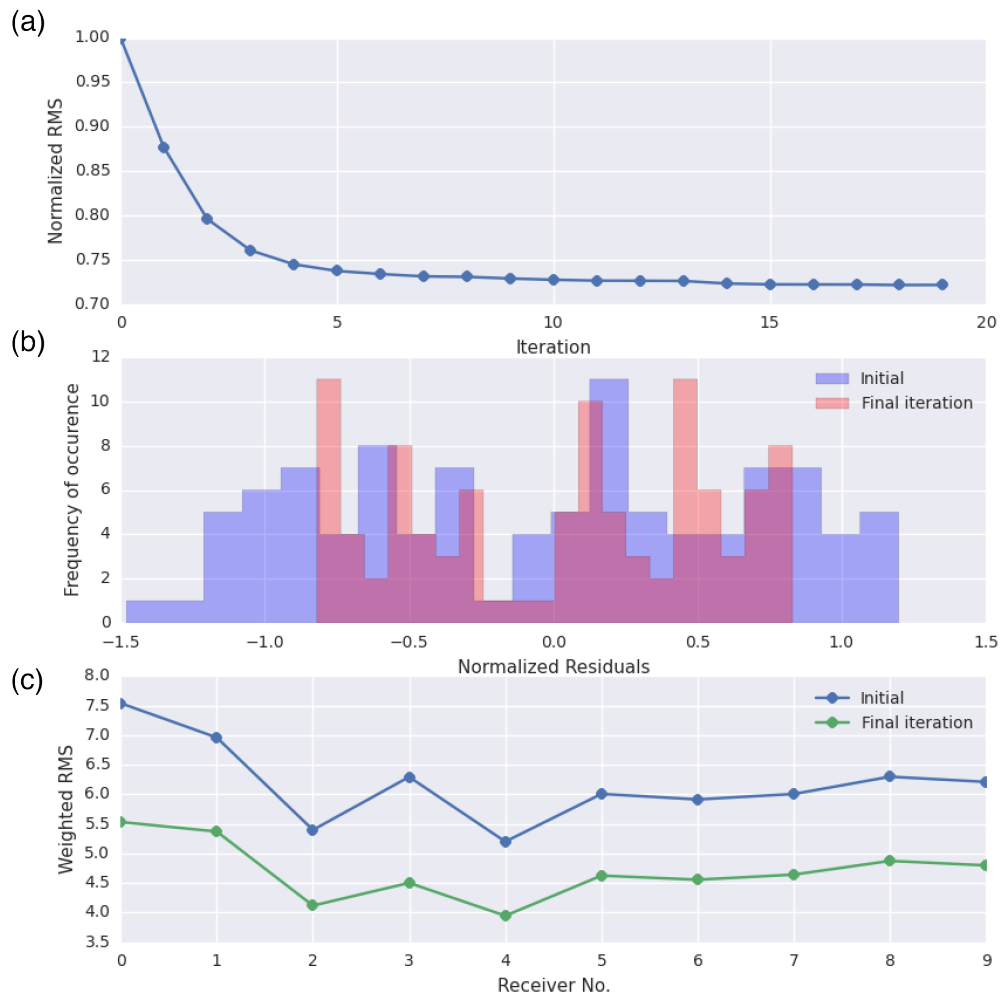


Figure 3-50 3D inversion results after the 1D layer inversion at the Site E. In this case, initial model is selected considering porosity data.



**Figure 3-51 (a) The RMS at Site E versus iteration count during the inversion. (b) Histograms of initial and final normalized residuals. (c) Initial and final data misfits for each receiver with respect to a frequency.**

### 3.10.6 議論

ここでは、間隙率に基づく比抵抗データを初期モデルとし、層構造インバージョンと三次元インバージョンを適用したときに得られるインバージョン結果と既存の調査結果を中心に解釈を行う。

Site C のインバージョン結果から、観測点 A 近傍で 8 S/m 程度、観測点 C 近傍で 6 S/m 程度の高い電気伝導度構造が見られる。この海域周辺で、電流送信装置が撮影したカメラ映像から、Site C の観測点 A から南方に 0～30 m 付近の海底面で熱水噴出やバクテリアマット、ヒバリガイの生息が確認できている。さらに観測点 C から東方に 0～20 m の範囲で海底面に熱水の兆候が見られ、ヒバリガイの生息も確認できている。これらはインバージョン結果で高電気伝導異常が検出されたことと一致している。しかしながら、観測点 B から南方 0～25 m の範囲で海底面に熱水らしき兆候が見られているにも拘わらず、インバージョン結果ではこの範囲で高電気伝導異常を示していないなど、相反する点も一部見うけられる。

次に、Site E のインバージョン結果から、観測点 B 付近の海底面下 4～12 m に 8～9 S/m 程度の高い電気伝導度構造が認められている。また、観測点 A の南方 0～10 m の範囲にやや高い電気伝導度構造が認められている。カメラ映像から、観測点 A の南方 0～10 m と 50 m 以南の範囲に熱水の兆候が見られ、これはインバージョン結果と非常に良い一致を示している。一方で、インバージョン結果では観測点 B 近傍に非常に高い電気伝導度異常が認められているにも拘わらず、カメラ映像から熱水の兆候は見られない。しかしながら、観測点 B の周辺の海底面にはヒバリガイの遺骸が多量に見つかっている。このため、インバージョン結果で得られた高電気伝導度異常は過去の熱水噴出地域であった可能性や、何らかの理由で海底観察時に熱水が噴いていなかった可能性がある。また、観測点 B の周辺はおおよそ 8～9 S/m という非常に高い電気伝導度を示している。これは、海水が海底面下に染み込んでいるだけでは説明ができない。周辺では熱水の兆候が見られないにも拘わらず、非常に高い電気伝導度を示していることから、観測点 B の周辺に金属物を含有した構造が存在する可能性が残される。

## 3.11 層構造の比抵抗を推定する 1 次元インバージョン

### 3.11.1 インバージョン理論

本節では、将来的により高精度な層構造インバージョンを行うための手法の一例として、層の比抵抗を推定する 1 次元インバージョン手法について述べる。3.9.1 で述べた層構造インバージョンでは層内の比抵抗を既知として解析を行った。本研究が対象とする海域では既に述べたようにコアデータが取得されており、初期モデルとして与えるべき比抵抗のおおよその値を推定することができる。しかしながら、コアデータ取得海域は本研究で用いた実データの取得海域と数百メートル程度離れており、そのコアデータから計算された比抵抗と実際の比抵抗が同一である保証はない。そのため、本節では、層内の比抵抗を推定する層構造インバージョンのアルゴリズムとその適用例について述べる。

本節で用いる手法は、3.9.1 と同様の非線形最小二乗インバージョン手法である。このとき未知パラメータは、層内の比抵抗である。使用するデータは 3.9.1 と同様に、(送信器数) × (受信器数) × (周波数の数) とする。モデルパラメータ  $\mathbf{m}$  は  $(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_m)$  とし、各層の電気伝導度を表す。ここで、添字の  $m$  はモデルの層数を表す。さらに、感度行列  $\mathbf{A}$  を次のように定義する。

$$A_{ij} = \frac{\partial f_i(\mathbf{m})}{\partial \sigma_j} \quad \text{Equation 3-86}$$

この感度行列は右辺の偏微分を数値差分化して計算を行う。つまり、感度行列  $\mathbf{A}$  は各層ごとに層内の比抵抗をわずかに変更し、その際の観測値の差分から感度行列を計算する。Equation 3-86 に基づき、行列形式で Equation 3-45 を書き表すと次式のように表される。

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial f_1(\mathbf{m})}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial f_1(\mathbf{m})}{\partial \sigma_m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n(\mathbf{m})}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial f_n(\mathbf{m})}{\partial \sigma_m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta \sigma_1 \\ \vdots \\ \delta \sigma_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta d_1 \\ \vdots \\ \delta d_n \end{bmatrix} \quad \text{Equation 3-87}$$

これらの数式を正方行列に変換するために、感度行列のエルミート行列を両辺の左側から掛け、次式のように変形した。

$$\left[ \Re \{ \mathbf{A}^H \mathbf{A} \} \right] \delta \mathbf{m} = \Re \{ \mathbf{A}^H (\mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{f}(\mathbf{m})) \} \quad \text{Equation 3-88}$$

この式を CG 法を用いて解き、 $\mathbf{m}$  を計算した。なお、電気伝導度の更新は 3.4.1 と同様の手法で行っている。

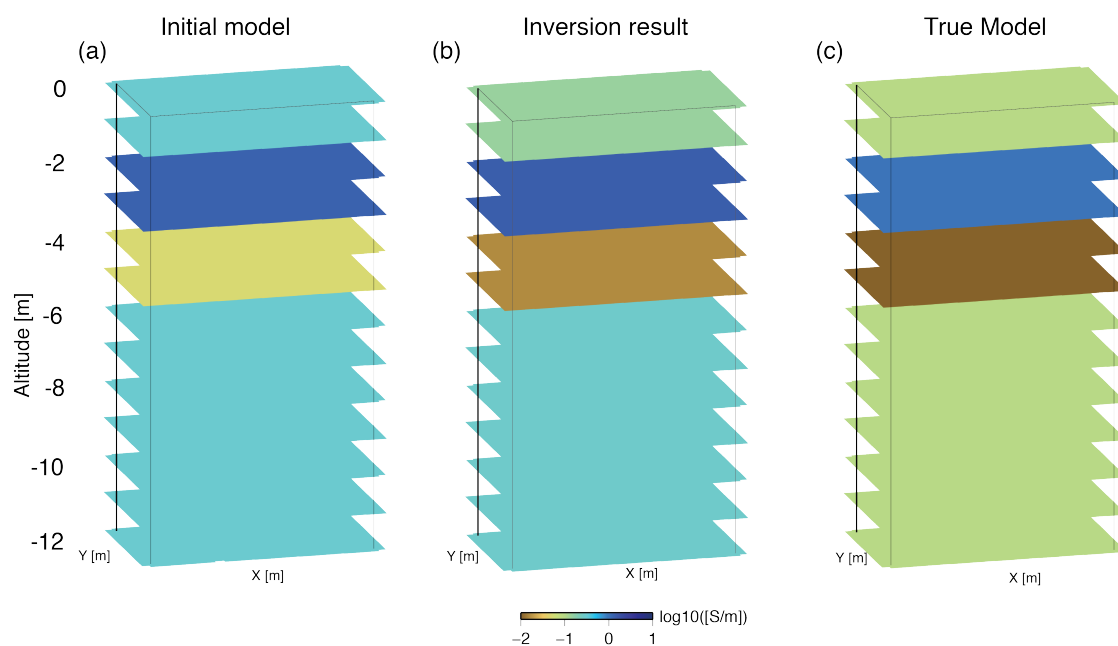
### 3.11.2 数値計算モデルおよび実データへの適用

本節では、3.9.2 と同様の数値計算モデルを用いる。初期モデルとしては、Figure 3-31 に示される真の構造とは電気伝導度が異なるモデルを用いた。具体的には、Table 3-4 に示されるような層厚、電気伝導度を用いた。このモデルを初期モデルとして、前節の層構造インバージョン手法を適用する。その結果、得られた電気伝導度構造を Figure 3-52 (b) に、真の構造の電気伝導度を Figure 3-52 (c) に示した。ここで得られた結果から、インバージョン結果で得られた電気伝導度構造は特に第 1～3 層で真の構造と近い値を持っていることが分かる。一方で、深部では電気伝導度は近い値をとっているとはいえない。これは、深部の感度は浅部と比べて小さくなるという電磁気探査の特性が原因であると考えられる。次にインバージョン結果の収束の様子を Figure 3-53 に示す。この結果から、本インバージョン手法の RMS は安定的に収束しており、最終的な RMS も 0.5 程度と十分に収束している。

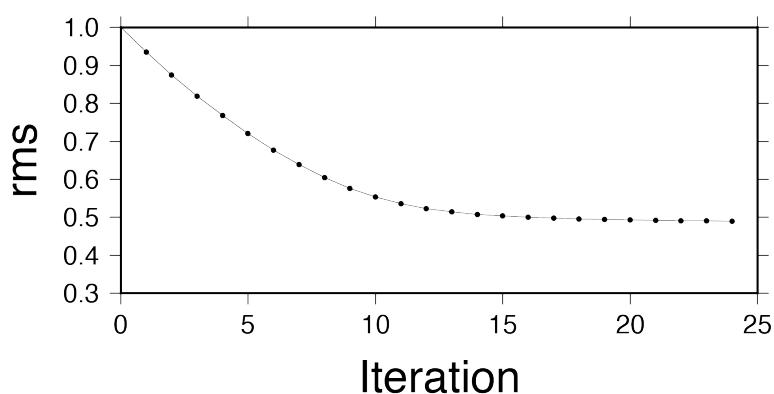
**Table 3-4 Initial model used for layer inversion of real field data. Each layer has its own thickness and resistivity.**

	層厚 (m)	電気伝導度 (S/m)
第一層	2	0.3
第二層	2	1.3
第三層	2	0.05
第四層	-	0.3





**Figure 3-52 (a) Initial conductivity model and (b) Inversion results after 50 iterations. (c) True conductivity model.**



**Figure 3-53 Convergence of misfit in synthetic inversion.**

### 3.11.3 実データへの適用可能性の検討

本節では、前節で開発した 1 次元比抵抗インバージョン手法を 3.8 で示した Site NW における実データに対して適用し、本手法の適用可能性について検討を行う。本手法に用いる初期モデルとして、Table 3-3 に示した間隙率に基づく比抵抗データを用いた。このときのインバージョン結果を Figure 3-54 に示す。この結果から、インバージョン結果の電気伝導度は 2~4 S/m 程度となっており、3 次元インバージョンの結果とも比較的、近い値を示していることが分かる。また、RMS の収束の様子を Figure 3-55 に

示す。この結果から、本インバージョン手法の RMS は安定的に収束しており、最終的な RMS も 0.9 程度となっており、実データに対しても十分な収束を示している。このことから、現実に近い初期モデルを構築できており、実データへの適用可能性も高いと考えられる。

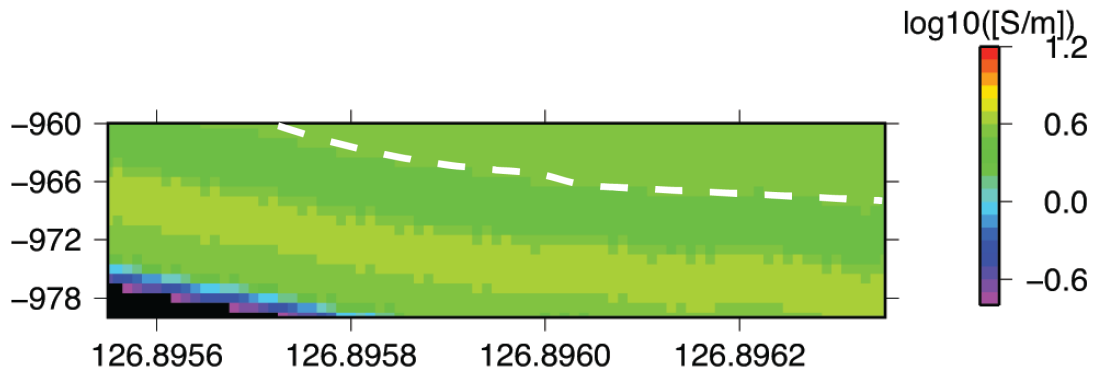


Figure 3-54 1D resistivity inversion result.

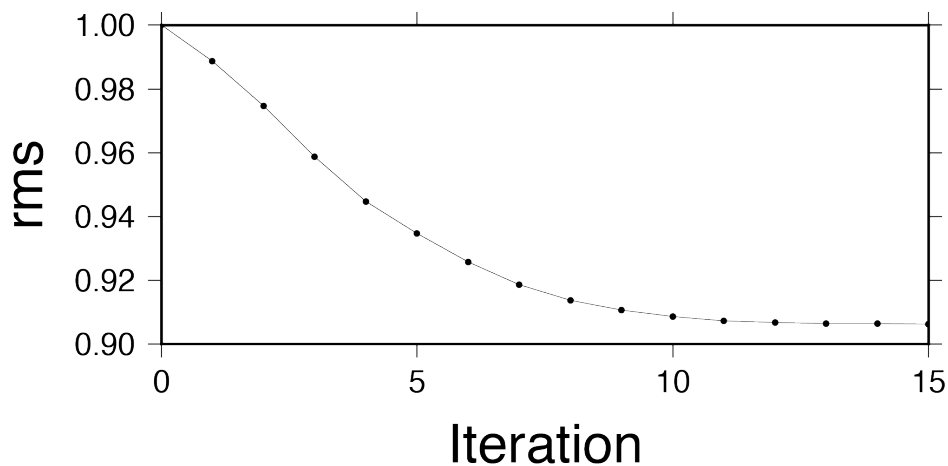


Figure 3-55 Convergence of misfit in real field data inversion.

### 3.12 インバージョン手法高精度化の議論と展望

本章では、海底熱水鉱床の3次元的に急峻な地形を粒子法に基づいてモデリングした。さらに1次元インバージョンと3次元インバージョンの二段階に分けることにより、可能な限り現実に近い初期モデルを用いて解析を行った。しかしながら、今後、インバージョン手法をより高精度化するためには、次のような問題点を解決する必要がある。まず、今回用いた観測データは、ROVとOBEMの方位方向（ヨーイング方向）の誤差に影響されている可能性があることが問題点の一つ目として挙げられる。

そして、これが原因となり、ROV や OBEM の設置方向を正しく計算できていない可能性がある。CSEM 法では、電流送受信ダイポールの方位方向が変化すると観測される電磁場の値が変化するため、これらの誤差を取り除いて、電流送受信方向を正確にモデリングする必要がある。また、インバージョン結果から、RMS は順調に低下しているものの、初期モデル依存性が高いことや、局所解に収束している可能性を否定できないという問題がある。これらを解決するため、今後、初期モデル構築の手段を更に高度化することや、三軸ダイポールや磁場データを用いることにより、インバージョン手法に適用するデータ数を増やす必要性がある。

### 3.13 結言

本章では、まず初めに仮想時間領域法を用いた人工電流源電磁探査法の 3 次元シミュレーションを行った。ここで、地形を考慮し、粒子法 (MPS 法) を用いて離散化を行った。続いて、開発したフォワードプログラムの計算精度を確認した。フォワードプログラムを元に、随伴方程式法により感度行列を計算した。最後に、スムーズネス及び層状構造に基づくモデル制約を加えたインバージョンプログラムを開発した。これらの数値計算モデルを用い、インバージョンプログラムの精度を検証し、海底熱水鉱床スケールの比抵抗異常体に対しても、異常体を推定可能であることを明らかにした。本インバージョンプログラムを調査船「なつしま」で取得された実データに対して適用した。その際、海底熱水鉱床周辺の 3 次元海底地形を 1 m サイズの粒子を用いてモデリングし、解析を行った。これまで、IODP のコアデータ調査から、実データ取得海域周辺にチムニーやマウンドが発見されているものの、海底面下の空間的な構造がどのようになっているかは不明であった。本章では、海底熱水鉱床周辺の空間的な地下構造を、比抵抗調査という立場から明らかにした。さらにインバージョン手法を 1 次元インバージョンと 3 次元インバージョンという二段階に分けることにより、可能な限り現実に近い初期モデルを構築することに成功した。本手法を適用した結果、(1) 調査領域の広い範囲にわたって 2~3 S/m 程度の電気伝導度構造が分布することを明らかにし、(2) Site C の南部海底面下には 8~9 S/m 程度の高電導体異常が存在することを示し、(3) Site E においては、北部海底面下 4~12 m 付近において 8~9 S/m 程度の比較的高い電気伝導度構造が存在することが明らかとなった。また、調査時に撮影したカメラ映像から、海底面の熱水の兆候や熱水地域特有の生物の存在を調査したところ、おおむねインバージョン結果と一致していることが確認された。一部、インバージョン結果では非常に高い電気伝導度異常が見られるにも拘わらず、カメラ映像では熱水の兆候が見られない範囲も存在した。この範囲ではヒバリガイの遺骸が多量に存在していることから、過去の熱水噴出地域であった可能性や、何らかの理由で

海底観察時に熱水が噴いていなかった可能性がある。また、熱水の兆候が見られないにも拘わらず、電気伝導度が高いことから、金属物を含有した構造が存在する可能性が示唆される。

今後、本手法をより高精度化し、海底熱水鉱床周辺の地下比抵抗構造を得るためには次のような課題に取り組む必要があると考えられる。

- 電流送受信方向を正確に観測し、それらをモデル内に反映する
- 3次元インバージョンで用いる初期モデル構築の手段の高精度化
- 三軸ダイポールや磁場データを用いるなど、使用データ数を増大させる

## 参考文献

1. Abubakar, A., Habashy, T. M., Druskin, V. L., Knizhnerman, L., & Alumbaugh, D. (2008). 2.5D forward and inverse modeling for interpreting low-frequency electromagnetic measurements, **73**, 4, F165–F177. doi:10.1190/1.2937466
2. Aires, F., Rossow, W. B., & Chédin, A. (2002). Rotation of EOFs by the independent component analysis: Toward a solution of the mixing problem in the decomposition of geophysical time series. *Journal of the Atmospheric*, **59**, 1, 111–123.
3. Archie, G.E. (1942). The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. *Petroleum Transactions of AIME*, **146**, 54–62. doi:10.2118/942054-g.
4. Baba, K., & Seama, N. (2002). A new technique for the incorporation of seafloor topography in electromagnetic modelling. *Geophysical Journal International*, **150**, 2, 392–402. doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01673.x.
5. Bannister, P. R. (1968). Determination of the electrical conductivity of the sea bed in shallow waters. *Geophysics*, **33**, 6, 995–1003. doi:10.1190/1.1439993
6. Ciaramella, A., De Lauro, E., Falanga, M., & Petrosino, S. (2011). Automatic detection of long-period events at Campi Flegrei Caldera (Italy). *Geophysical Research Letters*, **38**, 18, 1–5. doi:10.1029/2011GL049065
7. Commer, M., & Newman, G. A. (2008). New advances in three-dimensional controlled-source electromagnetic inversion. *Geophysical Journal International*, **172**, 2, 513–535. doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03663.x
8. Constable, S. C., Parker, R. L., & Constable, C. G. (1987). Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data. *Geophysics*, **52**, 3, 289–300. doi:10.1190/1.1442303
9. Constable, S. (2010). Ten years of marine CSEM for hydrocarbon exploration, **75**, 5, 75A67–75A81. doi:10.1190/1.3483451
10. Grayver, A. V., Streich, R., & Ritter, O. (2013). Three-dimensional parallel distributed inversion of CSEM data using a direct forward solver. *Geophysical Journal International*, **193**, 3, 1432–1446. doi:10.1093/gji/ggt055
11. Haber, E., Ascher, U. M., & Oldenburg, D. (2000). On optimization techniques for solving nonlinear inverse problems. *Inverse Problems*, **16**. doi:10.1088/0266-5611/16/5/309
12. Hyvarinen, A., Karhunen, J., & Oja, E., (2001). Independent component analysis. John Wiley & Sons, Toronto, 481

13. Kim, H. J., Song, Y., & Lee, K. H. (1997). High-frequency electromagnetic inversion for a dispersive layered earth. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, **49**, 1439–1450.
14. Kim, H. J., & Kim, Y. (2010). A unified transformation function for lower and upper bounding constraints on model parameters in electrical and electromagnetic inversion. *Journal of Geophysics and Engineering*, **8**, 1, 21–26. doi:10.1088/1742-2132/8/1/004
15. Koshizuka, S., & Oka, Y. (1996). Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid. *Nuclear Science and Engineering*, **123**, 421–434.
16. Miensoopust, M. P., Queralt, P., Jones, A. G., & the 3D MT modellers. (2013). Magnetotelluric 3-D inversion--a review of two successful workshops on forward and inversion code testing and comparison. *Geophysical Journal International*, **193**, 3, 1216–1238. doi:10.1093/gji/ggt066
17. Minami, T., & Toh, H. (2012). An improved forward modeling method for two-dimensional electromagnetic induction problems with bathymetry. *Earth Planets Space*, **64**, 5, e9–e12. doi:10.5047/eps.2012.04.012
18. Mittet, R. (2010). High-order finite-difference simulations of marine CSEM surveys using a correspondence principle for wave and diffusion fields. *Geophysics*, **75**, 1, F33–F50. doi:10.1190/1.3278525
19. 村上英記, 山口寛, (2007). 独立成分分析によるノイズの大きな地電位データからの微小信号の抽出, *情報地質*, **18**, 1, 29-37, 2007
20. Rickard, Y. S., & Georgieva, N. K. (2003). Problem-independent enhancement of PML ABC for the FDTD method, **51**, 10, 3002–3006. doi:10.1109/TAP.2003.818000
21. Roden, J. A., & Gedney, S. D. (2000). Convolutional PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media. *Microwave and Optical Technology Letters*, **27**, 5, 334–339
22. Schwarzbach, C., & Haber, E. (2013). Finite element based inversion for time-harmonic electromagnetic problems. *Geophysical Journal International*, **193**, 2, 615–634. doi:10.1093/gji/ggt006
23. Taflove, A., & Hagness, S. C. (2005). *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Norwood, MA, 1038
24. 武川順一, 山田泰広, 三ヶ田均, 芦田譲 (2008). MPS 法による弾性波動伝播現象と破壊現象の数値シミュレーション, *物理探査*, **61**, 2, 169-179.
25. Takekawa, J., Mikada, H., & Goto, T., (2014). A Hamiltonian particle method with a staggered particle technique for simulating seismic wave propagation, *Pure and Applied Geophysics*, in press. doi:10.1007/s00024-013-0763-x

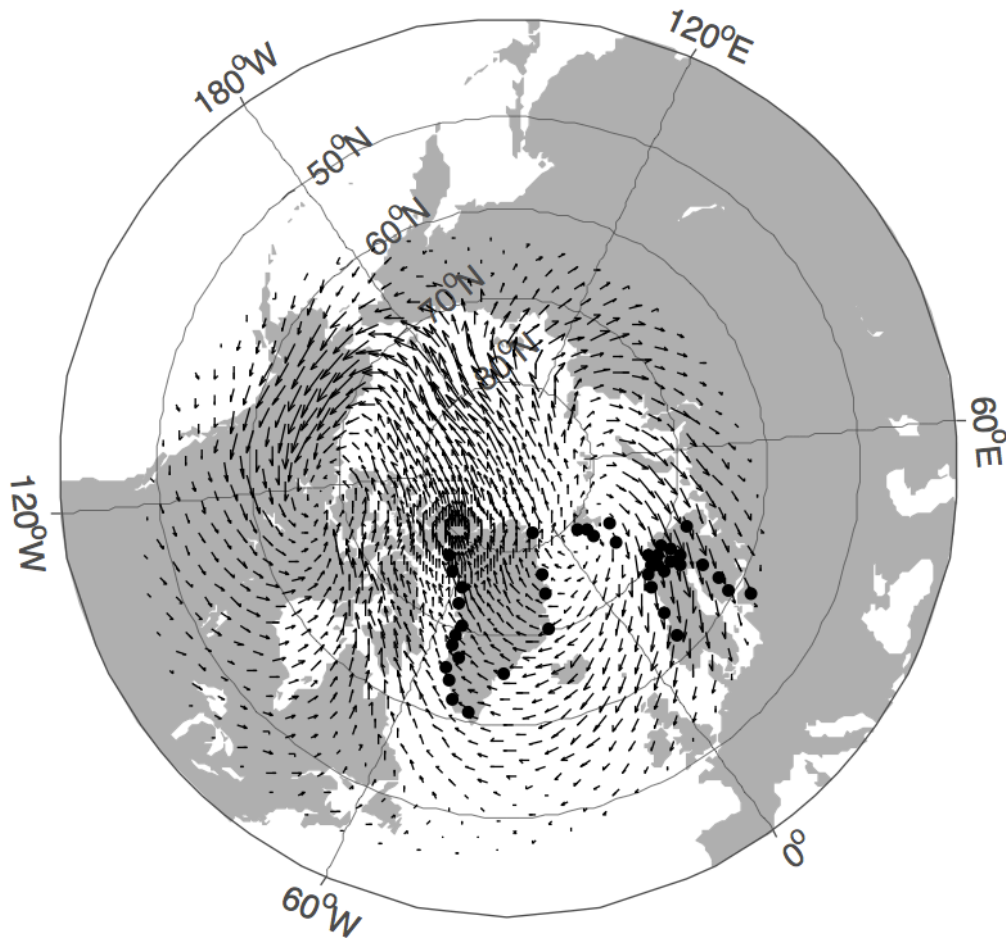
## 第4章 時間とともに変化する電離層電流の影響を考慮した時間領域 Magnetotelluric 法の解析

### 4.1 緒言

MT 法は、太陽風の作用によって発生する電離層電流を信号源とする電磁探査法の一つである。一般に MT 法の解析を行う際には、電離層電流を平面波として計算する。しかしながら、平面波仮定は非常に強い仮定であり、こうした仮定が成り立たない地域も地球上に存在する。例えば、極域や赤道域では電離層電流が非常に複雑な分布をしていることが Pulkkinen et al. (2007) で指摘されている (Figure 4-1)。こうした地域で MT 法探査を行う場合、電離層電流の擾乱のために、地下比抵抗構造の解釈が困難な場合があることも報告されている (Osipova et al., 1989; Viljanen et al., 1999; Pulkkinen et al., 2006)。さらに、空間的に広い範囲の地下比抵抗構造の解析を行う場合や、大深度の比抵抗構造解析を行う場合、観測点を空間的に広い範囲に設置する必要がある。この場合、電離層電流も広い範囲をモデル化する必要があり、平面波として課程できない可能性が十分に考えられる。

電離層電流の擾乱の影響を考慮した解析を行うため、様々な研究も行われている。例えば、Garcia et al. (1997) では電離層電流の擾乱の影響を低減させるために Robust technique を適用し、擾乱の影響の少ない時間帯のデータを選んで解析している。Koch and Kuvshinov (2013) では電離層電流と地下比抵抗構造を交互に推定する試みを行っている。しかしながら、Fainberg et al. (1990) ではこれらの 2 種類の未知パラメータを同時に推定する必要性が指摘されている。また、一般に電離層電流は非定常時系列であると考えられているにも拘わらず、Fainberg et al. (1990) や Koch and Kuvshinov (2013) では周波数領域でインバージョン手法を適用しており、電離層電流は非定常時系列であるという現実とは異なる仮定に基づいている。そのため、観測される電磁場から電離層電流と地下比抵抗構造を推定する際は、時間領域で同時に推定することが重要である。Mulhall (2003) ではこれらを同時に時間領域で解く試みを行っているものの、通常の Finite-Different Time-Domain (FDTD) 法に基づいた順計算を行っているため、このインバージョン手法の適用モデルは MT 法で通常用いられているスケールとは言いがたい。

Date: 2003/10/25, Time: 02:24 UT



Coordinate system: GEOs

**Figure 4-1 Snapshot of the horizontal ionospheric current (Pulkkinen et al., 2007). Dots indicate the locations to which the ground fields are computed and from which the measured ground magnetic field data was obtained.**

以上の時間的に非定常な電離層電流を扱うために、本章では、時間領域での MT 法フォワード計算を開発する。これまで時間領域での MT 法フォワード計算は、電磁波の伝搬速度の差の大きさから、現実的な時空間スケールでのシミュレーションは行われてこなかった。本章では、3.2 で述べた仮想時間領域法を用い、時間領域での MT 法フォワード計算を試みる。本手法を用いることで、時間領域での MT 法フォワード計算が現実的な時間スケールで成り立つことを示す。つぎに、時間領域 MT 法フォワード計算から見かけ比抵抗を計算する。同様に、時間領域 MT 法フォワード計算から計算される時系列波形を元に、従来用いられてきた周波数領域 MT 法フォワード計算を用いて見かけ比抵抗を求める。その後、これらの見かけ比抵抗を比較する。



つぎに、時間領域 MT 法フォワード計算を元に、電離層電流と地下比抵抗構造を同時に推定する 1 次元全波形同時インバージョン手法を開発する。さらに、数値計算モデルを用いて、両者が推定できるかを検証する。また、電離層電流が推定できた場合、地下比抵抗構造を推定する全波形インバージョン手法を開発する。つぎに、これまで周波数領域解析のソフトとして用いられてきた RRRMT (Chave et al., 1987) と OCCAM1DCSEM (Key, 2009) によるインバージョン結果と本研究で開発した時間領域インバージョン結果と比較を行い、解像度の違いを比較する。なお、本章では大気比誘電率および比透磁率ともに 1、電気伝導度を 0 とする。このとき 1 次元問題であれば、電離層電流と地表で観測される磁場が等しいと仮定できる (Kaufman and Keller, 1981)。

## 4.2 Magnetotelluric 法の理論

MT 法は太陽風の作用によって発生する電離層電流を信号源とする電磁探査法の一つである。この信号源が地球内部に伝搬すると、地中に誘導電流を発生させる。この際に、アンペールの法則から誘導磁場が地表面で観測される。MT 法では、このようにして伝わる電磁場を地表で観測し地中の比抵抗構造を推定する (Cagniard, 1953; Vozoff, 1972)。観測点において電場と磁場の時系列データを測定し、それらを周波数解析して電場・磁場の強度を求める。地表面における水平電場の強さは、入射する磁場の強度と地中の比抵抗に依存するため、地表面での電場・磁場を観測することにより、地下比抵抗構造を推定できる。また、周波数により可探深度が異なるため、多くの周波数の組み合わせに対する測定結果を行い解析すると、深度の関数として比抵抗構造を推定することが可能である。

## 4.3 仮想時間領域法を用いたフォワード計算

### 4.3.1 基礎方程式

時間領域で MT 法フォワード計算を行うにあたり、仮想時間領域 (Mittet, 2010) でのフォワード計算を行う。MT 法フォワード計算においては送信源を磁場として考える。そのため 3.2 で述べた式とわずかに異なる。理論式の変形を下記に記す。まず Equation 3-2 の両辺に

$$\sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \quad \text{Equation 4-1}$$

を掛けると、Equation 3-2 と Equation 3-3 は次のようになる。

$$-\nabla \times \mathbf{H}(\omega) + \sqrt{-2i\omega\omega_0} \varepsilon' \left[ \sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \mathbf{E}(\omega) \right] = -\mathbf{J}(\omega) \quad \text{Equation 4-2}$$

$$\nabla \times \left[ \sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \mathbf{E}(\omega) \right] + \sqrt{-2i\omega\omega_0} \mu \mathbf{H}(\omega) = - \left[ \sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \mathbf{K}(\omega) \right] \quad \text{Equation 4-3}$$

つぎに，仮想時間領域での電磁場と電磁流源  $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{E}', \mathbf{H}'$  を次のとおり定義する。

$$\mathbf{E}'(\omega') = \sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \mathbf{E}(\omega) \quad \text{Equation 4-4}$$

$$\mathbf{H}'(\omega') = \mathbf{H}(\omega) \quad \text{Equation 4-5}$$

$$\mathbf{J}'(\omega') = \mathbf{J}(\omega) \quad \text{Equation 4-6}$$

$$\mathbf{K}'(\omega') = \sqrt{\frac{-2\omega_0}{i\omega}} \mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 4-7}$$

これらの仮想時間領域での電磁場と電磁流源  $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{E}', \mathbf{H}'$  を Equation 4-2, Equation 4-3 に代入すると，仮想周波数領域でのマクスウェル方程式が導かれる。

$$-\nabla \times \mathbf{H}'(\omega') - i\omega' \varepsilon' \mathbf{E}'(\omega') = -\mathbf{J}'(\omega') \quad \text{Equation 4-8}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}'(\omega') - i\omega' \mu \mathbf{H}'(\omega') = -\mathbf{K}'(\omega') \quad \text{Equation 4-9}$$

これをフーリエ逆変換すると，MT 法における仮想時間領域でのマクスウェル方程式が次式に表される。

$$-\nabla \times \mathbf{H}'(t') + \varepsilon' \frac{\partial \mathbf{E}'(t')}{\partial t'} = -\mathbf{J}'(t') \quad \text{Equation 4-10}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}'(t') + \mu \frac{\partial \mathbf{H}'(t')}{\partial t'} = -\mathbf{K}'(t') \quad \text{Equation 4-11}$$

仮想時間領域での電磁場の解を得るために，Equation 4-10 と Equation 4-11 を離散化し，FDTD 法を用いて解く。本章では，送信源として  $\mathbf{K}'$  を用いる。Equation 3-26 と同様に，磁流源  $\mathbf{K}'$  を通常の磁流源  $\mathbf{K}$  に変換する。

$$\mathbf{K}^T(\omega) = \sqrt{\frac{-i\omega}{2\omega_0}} \int_0^T dt' \mathbf{K}'(t') e^{-\sqrt{\omega\omega_0}t'} e^{i\sqrt{\omega\omega_0}t'} \quad \text{Equation 4-12}$$

仮想時間領域での電磁場と磁流源  $\mathbf{K}'$  をデコンボリューションすることで，実周波数領域でのグリーン関数は次式となる。

$$\mathbf{G}^{EK}(\omega) = \frac{\mathbf{E}(\omega)}{\mathbf{K}^T(\omega)} \quad \text{Equation 4-13}$$

$$\mathbf{G}^{HK}(\omega) = \frac{\mathbf{H}(\omega)}{\mathbf{K}^T(\omega)} \quad \text{Equation 4-14}$$

さらに，実領域での磁流源  $\mathbf{K}$  をコンボリューションすることにより，実領域での電磁

場は次式となる。

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathbf{G}^{EK}(\omega) \cdot \mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 4-15}$$

$$\mathbf{H}(\omega) = \mathbf{G}^{HK}(\omega) \cdot \mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 4-16}$$

最終的に、これらをフーリエ逆変換することにより、実時間領域での電磁場が計算できる。

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_N}^{\omega_N} d\omega \mathbf{G}^{EK}(\omega) \cdot \mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 4-17}$$

$$\mathbf{H}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_N}^{\omega_N} d\omega \mathbf{G}^{HK}(\omega) \cdot \mathbf{K}(\omega) \quad \text{Equation 4-18}$$

### 4.3.2 境界条件

境界条件として、1次元モデルの上下に Convolutional Perfect Matched Layer (CPML, Roden and Gedney, 2000) 境界による吸収境界を設定する。CPML 境界のグリッド数を本章では 400 グリッドとして与えた。400 グリッドという数は、3.2.3 で用いたグリッド数と比べて非常に大きな数である。これは MT 法の信号源及び観測点が CPML 境界の直ぐ近傍に位置し、少ないグリッド数では微小な反射が起こることが想定されるためである。CPML における吸収パラメータは Rickard and Georgieva (2003) と Taflov and Hagness (2005) を参考にし、各々のパラメータとして  $\kappa_{\max} = 1 \times 10^4$ ,  $a_{\max} = 2 \times 10^4$ ,  $n = 2$ ,  $\beta = 0$  を採用した。

また、仮想時間領域における入射波として磁場にガウシアンを与える。

$$\mathbf{K}'(t') = \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} e^{-\beta(t'-t_0)^2} \quad \text{Equation 4-19}$$

$\beta$  の値は  $\beta = 2.25\pi \times 10^{-6}$  として与え、 $t_0$  は  $t_0 = 6.6\pi \times 10^2$  を設定した。これは

$\beta = \pi f_{\max}$ ,  $t_0 = \pi / f_{\max}$  としたときに  $f_{\max} = 1.5 \times 10^{-3}$  として与えた数値である。仮想時間領域での磁場の入射波の位置は CPML 境界の最も内側に配置し、計算領域内部にのみ伝搬するように設定する。

実時間領域における入射波として、複数の周波数成分を持つ時系列データを与える。本章では、周波数の帯域幅を同程度に揃え、周波数密度を変化させることでインバー

ジョン結果に与える影響を検討する。そのため、周波数成分を2種類設定した。1つ目は5種類の周波数セット ( $4 \times 10^{-4}$ ,  $1 \times 10^{-3}$ ,  $5 \times 10^{-3}$ ,  $1 \times 10^{-2}$ ,  $5 \times 10^{-2}$  Hz) を考える。2つ目は14種類の周波数セット ( $2 \times 10^{-4}$ ,  $3 \times 10^{-4}$ ,  $5 \times 10^{-4}$ ,  $7 \times 10^{-4}$ ,  $1 \times 10^{-3}$ ,  $2 \times 10^{-3}$ ,  $3 \times 10^{-3}$ ,  $5 \times 10^{-3}$ ,  $7 \times 10^{-3}$ ,  $1 \times 10^{-2}$ ,  $2 \times 10^{-2}$ ,  $3 \times 10^{-2}$ ,  $5 \times 10^{-2}$ ,  $7 \times 10^{-2}$  Hz) を考えた。MT法信号源である磁場源はこれらの周波数においてパワースペクトルを持つ。

### 4.3.3 シミュレーションモデル

Figure 4-2 に示す1次元モデルを用いて計算を行った。モデルのバックグラウンド比抵抗として  $1000 \Omega \text{m}$  を与え、地表から  $10 \text{ km}$  の深度位置に厚さ  $30 \text{ km}$ , 比抵抗  $100 \Omega \text{m}$  の低比抵抗体を配置した。計算グリッドには150グリッドを  $100 \text{ m}$  から  $8100 \text{ m}$  まで滑らかに変化するようを与え、数値計算を行った。時間領域計算では総シミュレーション時間が  $12000 \text{ 秒}$  となるよう、時間長とステップ数を設定した。

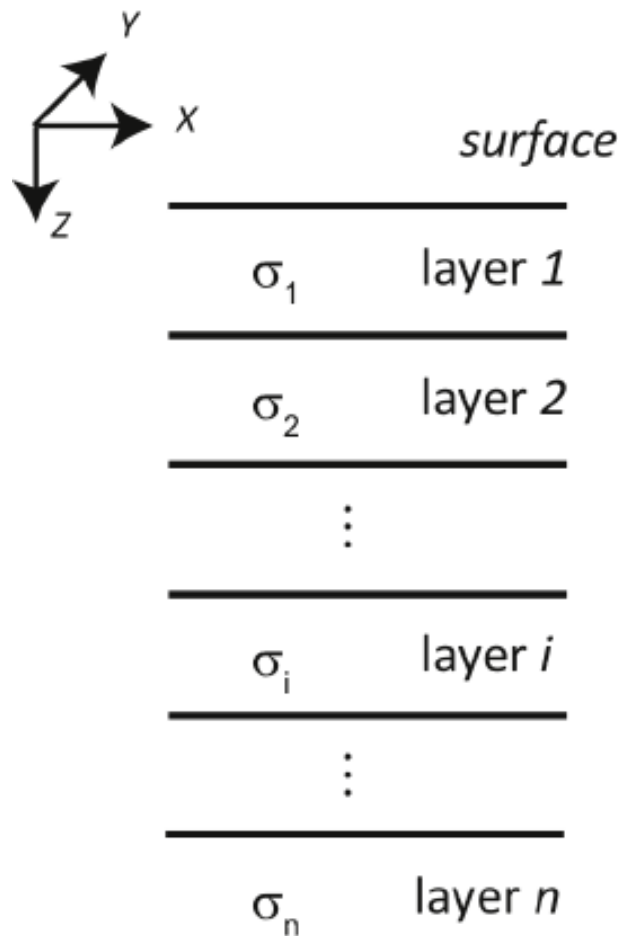


Figure 4-2 Numerical model used in this simulation.

#### 4.3.4 数値計算モデルに加えるノイズ

本節では、時間領域での MT 法で得られた時系列に対し、ノイズを加える場合、どの程度のノイズの大きさを加えるべきかについて議論を行う。

これまで周波数領域の MT 法では、インピーダンスマトリックスを入力データとし、インバージョン手法を適用している。インピーダンスマトリックスとは 1 次元問題の場合、下記の式で計算される。

$$Z = \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{obs}|^2}{|H_y^{obs}|^2} \quad \text{Equation 4-20}$$

ここで  $\omega$  は角周波数であり、 $E_x^{obs}$  と  $H_y^{obs}$  は観測される電場と磁場である。観測される電磁場にはノイズがガウシアン分布で混入し、最大で  $k$  % のノイズであると仮定する。 $E_x^{True}$  と  $H_x^{True}$  を、観測される電磁場のうちノイズが含まれていない値と考え、 $E_x^{Noise}$  と  $H_x^{Noise}$  を、観測される電磁場のノイズ部分であると考え。すると、観測される電磁場には次の関係式が成り立つ。

$$E_x^{True}(1-k) \leq E_x^{obs} = E_x^{True} + E_x^{Noise} \leq E_x^{True}(1+k) \quad \text{Equation 4-21}$$

$$H_y^{True}(1-k) \leq H_y^{obs} = H_y^{True} + H_y^{Noise} \leq H_y^{True}(1+k) \quad \text{Equation 4-22}$$

ここで  $k \ll 1$  とすると、Equation 4-21 と Equation 4-22 を Equation 4-20 に代入すると、次式が得られる。

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{obs}|^2}{|H_y^{obs}|^2} \leq \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{True}|^2 (1+k)^2}{|H_y^{True}|^2 (1-k)^2} \approx \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{True}|^2 (1+2k)}{|H_y^{True}|^2 (1-2k)} = \rho_a \frac{1+2k}{1-2k} \quad \text{Equation 4-23}$$

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{obs}|^2}{|H_y^{obs}|^2} \geq \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{True}|^2 (1-k)^2}{|H_y^{True}|^2 (1+k)^2} \approx \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{|E_x^{True}|^2 (1-2k)}{|H_y^{True}|^2 (1+2k)} = \rho_a \frac{1-2k}{1+2k} \quad \text{Equation 4-24}$$

ここで、 $\rho_a$  は見かけ比抵抗である。仮に  $k = 0.025$  とすると、 $(1+2k)/(1-2k)$  はおよそ 1.10 となる。一方で、 $(1-2k)/(1+2k)$  はおよそ 0.90 となる。この関係から、電磁場の時系列データに 2.5 % のノイズが混入すると、インピーダンスマトリックスに最大で 10 % 程度のノイズが現れる。既存の MT 法を用いた構造探査研究では、インピーダンスマトリックスに与えるノイズを 10 % としていることが多い。従って、本章では電磁場の時系列データに与えるノイズは電磁場の最大振幅の 2.5 % とする。

## 4.4 見かけ比抵抗に基づく周波数領域解法との比較

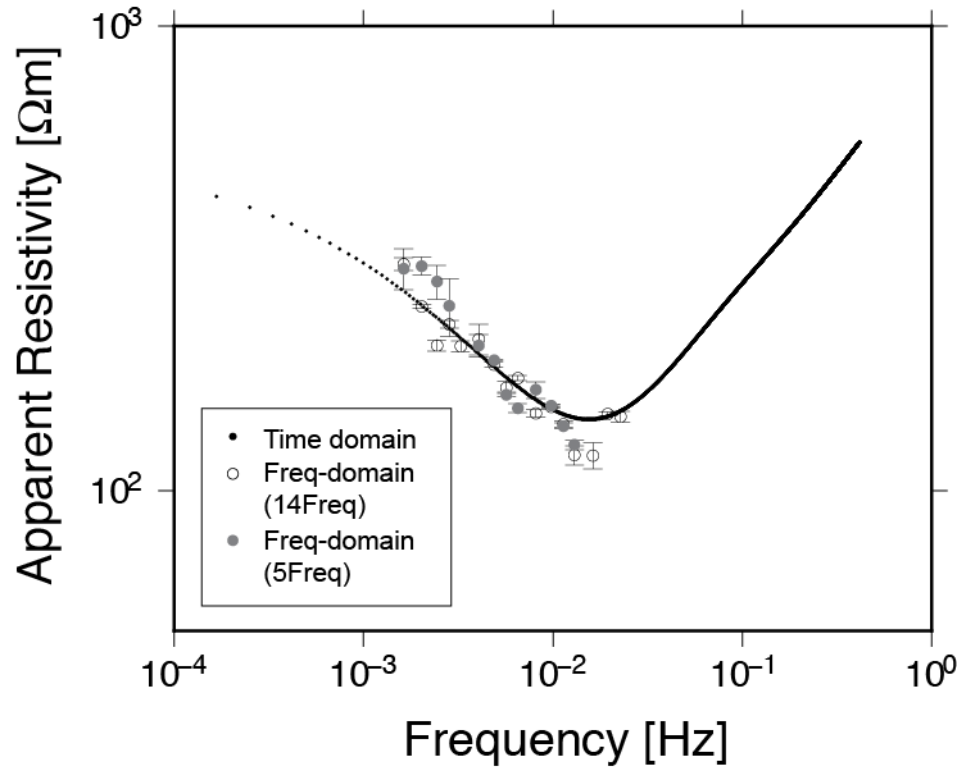
### 4.4.1 周波数領域解法

周波数領域解法では、観測された電磁場の時系列データをフーリエ変換によりスペクトルデータに変換する。この電磁場のスペクトルデータからインピーダンスマトリックスを Equation 4-20 を用いて計算することにより、見かけ比抵抗を算出する。本節では、4.3 で得られた電磁場の時系列データに対し、上記処理を行い、見かけ比抵抗を算出する。見かけ比抵抗の算出には、既存研究において用いられてきた RRRMT を用いる。

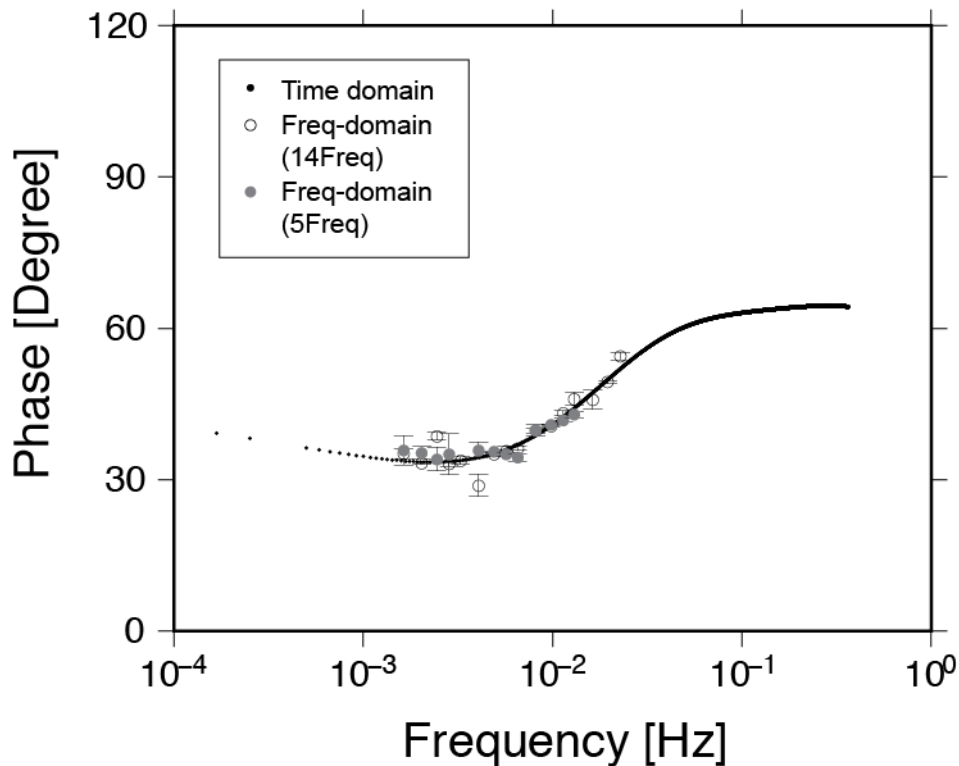
## 4.5 見かけ比抵抗に基づく周波数領域解法との比較結果

時間領域MTフォワード計算で算出した見かけ比抵抗と位相と4.4.1で計算した見かけ比抵抗と位相を Figure 4-3, Figure 4-4 に示す。両者の図において、黒点は時間領域フォワード計算から算出された見かけ比抵抗と位相を示す。白色と灰色の丸は5種類もしくは14種類の周波数セットを用いてRRRMTから計算された見かけ比抵抗と位相を示す。これらの結果から、時間領域と周波数領域で得られた見かけ比抵抗と位相の値はおおよそ同程度であることが確認できる。しかし、時間領域で得られた見かけ比抵抗と位相は周波数領域のものと比べ、滑らかに変化している。一方で、周波数領域で得られた見かけ比抵抗と位相は、ややばらつきがある。これは、本来、定常波形ではない電磁場の時系列データに対し、フーリエ変換やテーパー処理を行っているため、周波数スペクトルにばらつきが生じていると考えられる。

以上から、本章で開発した時間領域手法を用い、既存の周波数領域での見かけ比抵抗と位相の算出と比較し、非常に滑らかな見かけ比抵抗と位相を算出できることが確認できた。その原因は従来用いられてきた周波数領域手法の解析方法にあり、本来、非定常時系列である電磁場を定常と仮定し、フーリエ変換やテーパー処理を行っていることに起因することが推察できる。



**Figure 4-3 Comparison of apparent resistivity obtained from time domain forward simulation and RRRMT. Black dots show the apparent resistivity of the Green function calculated in the time domain. Open and solid grey circles show the apparent resistivity obtained from the same time series including 14 and 5 frequency components using RRRMT.**



**Figure 4-4 Comparison of phase obtained from time domain forward simulation and RRRMT. Black dots show the phase of the Green function calculated in the time domain. Open and solid grey circles show the phase obtained from the time series including 14 and 5 frequency components using RRRMT.**

## 4.6 電離層電流と地下比抵抗構造の全波形同時インバージョン

### 4.6.1 全波形同時インバージョンの理論

地表面で観測される電磁場から電離層電流と地下比抵抗構造を同時に推定することを目的として、4.3 で開発した時間領域 MT フォワード計算を用いた同時インバージョン手法を開発する。

同時インバージョン手法で用いる目的関数は次式のように表される。本手法では、ここに示される目的関数が最小になるようモデルパラメータを探索する。

$$\Phi(\mathbf{m}, \mathbf{d}) = (1 - \gamma) \|\mathbf{I}_{Earth} \delta \mathbf{d} - \mathbf{A} \delta \mathbf{m}\|^2 + \gamma \|\mathbf{I}_J \delta \mathbf{d} - c \mathbf{I}_J \delta \mathbf{m}\|^2 + \alpha \|\mathbf{C} \mathbf{I}_{Earth} \delta \mathbf{m}\|^2 \quad \text{Equation 4-25}$$

ここで、右辺第一項は、観測される電場と計算される電場の残差であり、右辺第二項



は観測される磁場と計算される磁場の残差である。右辺第三項は地下比抵抗構造のラフネスを規定する項である。 $\gamma$  は電場残差と磁場残差の重み付けに対して用いられるパラメータであり、 $\gamma$  は  $0 < \gamma \leq 1$  の範囲内で設定される。モデルパラメータ  $\delta \mathbf{m}$  には電離層電流の時系列データと地下構造の比抵抗が含まれる。観測データ  $\delta \mathbf{d}$  には観測される電場と磁場の時系列データが含まれる。1次元問題の場合、アンペールの法則の法則と Kaufman and Keller (1981; p.49-50) に示される関係式から、電離層電流  $\mathbf{J}_s$  と地表で観測される磁場の間には理論的な関係式が存在する。 $\mathbf{J}_s$  と観測磁場  $\mathbf{H}_{obs}$  の関係を、 $c$  を用いて次のように定義する（但し、1次元モデルの場合は  $c=1$  である）。

$$\mathbf{H}_{obs} = c \mathbf{J}_s \quad \text{Equation 4-26}$$

また、モデルパラメータ  $\delta \mathbf{m}$  と観測データ  $\delta \mathbf{d}$  は次式のとおりでである。

$$\delta \mathbf{m} = \begin{pmatrix} \delta \sigma_1 \\ \vdots \\ \delta \sigma_M \\ \delta \mathbf{J}_s(t=1) \\ \vdots \\ \delta \mathbf{J}_s(t=T_{\max}) \end{pmatrix}, \delta \mathbf{d} = \begin{pmatrix} \delta \mathbf{E}_{obs}(t=1) \\ \vdots \\ \delta \mathbf{E}_{obs}(t=T_{\max}) \\ \delta \mathbf{H}_{obs}(t=1) \\ \vdots \\ \delta \mathbf{H}_{obs}(t=T_{\max}) \end{pmatrix} \quad \text{Equation 4-27}$$

ここで、 $M$  は地下比抵抗のパラメータ数であり、 $T_{\max}$  は時間ステップ数である。感度行列  $\mathbf{A}$  は比抵抗構造による偏微分と電離層電流の時系列波形による偏微分が含み、 $T_{\max} \times (M + T_{\max})$  の大きさの次元を持つ。

$$\mathbf{A} = \left( \begin{array}{ccc|cc} \frac{\partial \mathbf{E}(t=1)}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial \mathbf{E}(t=1)}{\partial \sigma_M} & \frac{\partial \mathbf{E}(t=1)}{\partial \mathbf{J}_s(t=1)} & O \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots \\ \frac{\partial \mathbf{E}(t=T_{\max})}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial \mathbf{E}(t=T_{\max})}{\partial \sigma_M} & \frac{\partial \mathbf{E}(t=T_{\max})}{\partial \mathbf{J}_s(t=1)} & \dots \frac{\partial \mathbf{E}(t=T_{\max})}{\partial \mathbf{J}_s(t=T_{\max})} \end{array} \right)$$

$$\quad \text{Equation 4-28}$$

また、 $\mathbf{I}_j$  と  $\mathbf{I}_{Earth}$  は単位行列と零行列を含む行列で、次のように示される。

$$\mathbf{I}_j = \left( \begin{array}{c|c} O & \mathbf{I} \end{array} \right) \quad \text{Equation 4-29}$$

$$\mathbf{I}_{Earth} = \left( \begin{array}{c|c} \mathbf{I} & O \end{array} \right) \quad \text{Equation 4-30}$$

ここで、目的関数をモデルパラメータで微分すると、次式となる。

$$\frac{\partial \Phi(\mathbf{m}, \mathbf{d})}{\partial \mathbf{m}} = -2(1-\gamma) \mathbf{A}^T (\delta \mathbf{E} - \mathbf{A} \delta \mathbf{m}) - 2\gamma \mathbf{I}_j^T (\mathbf{I}_j \delta \mathbf{B} - c^2 \mathbf{I}_j \delta \mathbf{m}) + 2\alpha \mathbf{I}_{Earth}^T \mathbf{C}^T (\mathbf{C} \mathbf{I}_{Earth} \delta \mathbf{m})$$

$$\quad \text{Equation 4-31}$$

$\partial\Phi/\partial m = 0$  とすると, Equation 4-31は次の連立一次方程式で表される。

$$\left[ (1-\gamma)\mathbf{A}^T\mathbf{A} + \gamma\mathbf{I}_J^T c^2 \mathbf{I}_J + \alpha\mathbf{I}_{Earth}^T \mathbf{C}^T \mathbf{C} \mathbf{I}_{Earth} \right] \delta\mathbf{m} = (1-\gamma)\mathbf{A}^T \delta\mathbf{E} + \gamma\mathbf{I}_J^T \mathbf{I}_J \delta\mathbf{d} \quad \text{Equation 4-32}$$

左辺各項の影響を同程度に抑えるために, 左辺第一項と右辺第一項を次式で示す $\mathbf{A}^T\mathbf{A}$ のフロベニウス・ノルムで正規化した。

$$|\mathbf{A}^T\mathbf{A}|_F = \sqrt{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M |\mathbf{A}^T \mathbf{A}_{i,j}|^2} \quad \text{Equation 4-33}$$

この正規化によりEquation 4-32の左辺の各項の大きさが同程度になり, いずれか一つの項が支配的になることを回避できる。

モデル制約パラメータ $\alpha$ は $10^{-2}$ から $10^2$ までの5種類の値から選択され,  $\gamma$ は $10^{-2}$ から0.5までの3種類の値から選択される。電場と磁場の残差と地下比抵抗のラフネスから拡張したL-curve基準を用いて, これらのモデル制約パラメータを選択する。連立一次方程式はConjugate Gradient法を用いて解き, 得られた $\delta\mathbf{m}$ を用いてモデルパラメータを $\mathbf{m}_{n+1} = \mathbf{m}_n + \delta\mathbf{m}$ に従って更新する。最後に本章で扱う同時インバージョン手法の大まかな流れをFigure 4-5に示す。

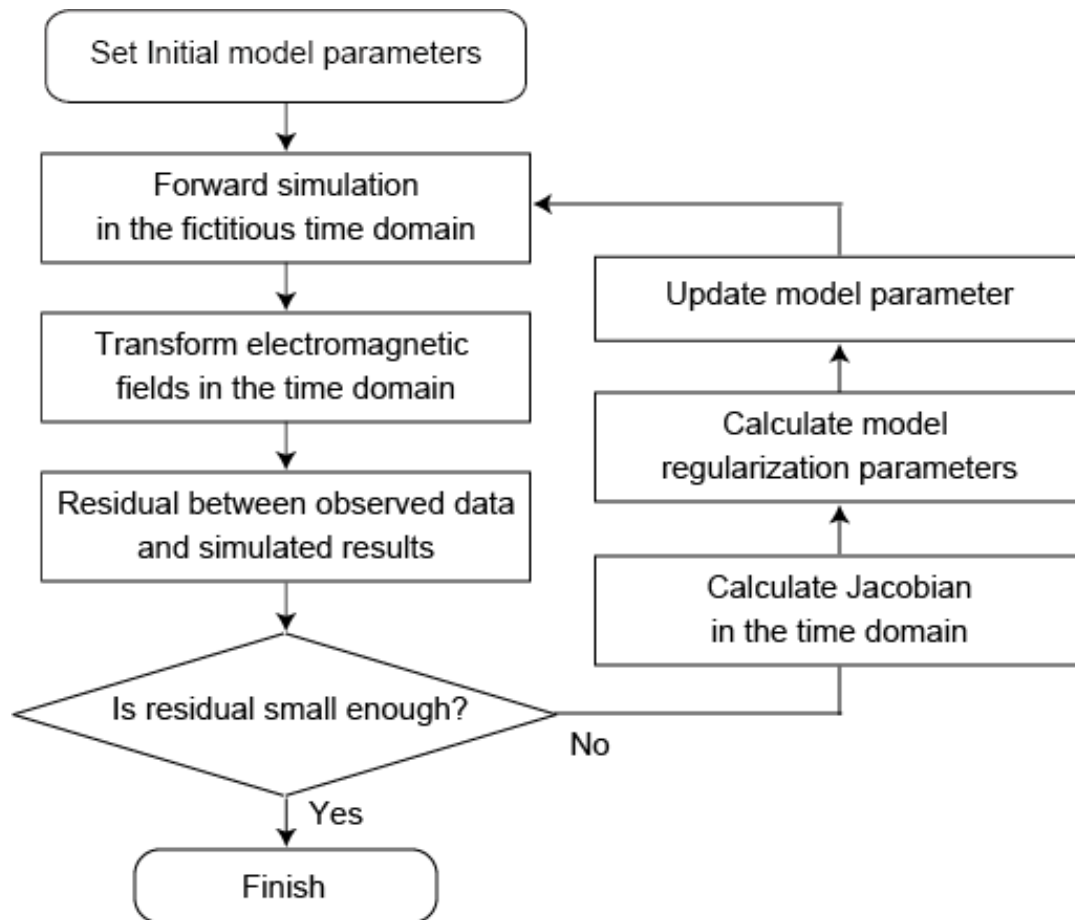


Figure 4-5 The flow chart of simultaneous inversion in the time domain.

#### 4.6.2 シミュレーションモデル

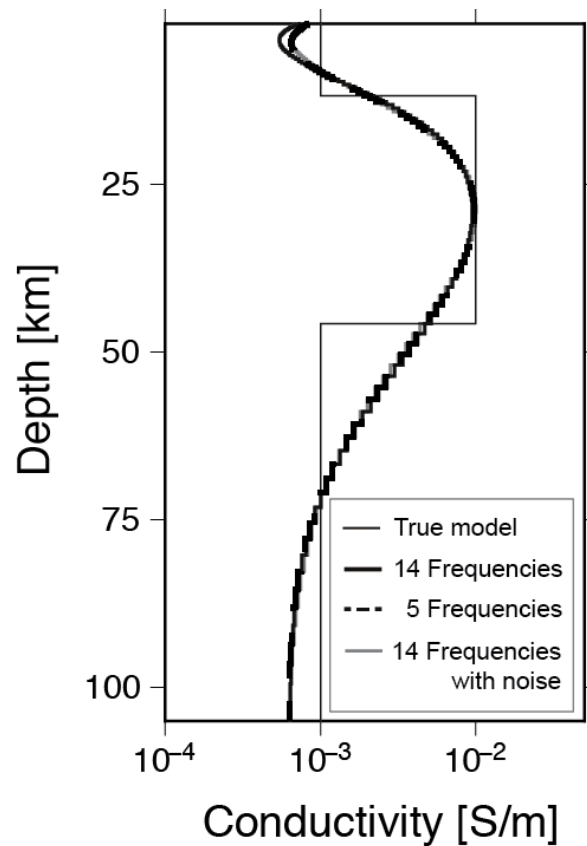
次節以降で、全波形同時インバージョン手法を数値計算モデルに適用し、その精度の検討を行う。数値計算モデルで用いる比抵抗構造には、モデルのバックグラウンド比抵抗として  $1000 \Omega \text{m}$  を与え、地表から  $10 \text{ km}$  の深度位置に厚さ  $30 \text{ km}$ 、比抵抗  $100 \Omega \text{m}$  の低比抵抗体を配置した。このとき電場と磁場の観測位置は、地表面から  $1$  グリッド下の位置に配置している。

入射波に含まれる周波数の数や大きさは、4.3.2 で述べたとおりである。インバージョン手法に用いる初期比抵抗モデルとして、地下比抵抗構造にバックグラウンド比抵抗を与える。また、初期電離層時系列波形として、真の電離層電流の振幅値の  $90\%$  の大きさを持つ時系列波形を与える。また、ノイズを含む電磁場の時系列データには最大振幅の  $2.5\%$  のランダムノイズを加えた。

## 4.7 全波形同時インバージョンの精度の検討

本節では、数値計算モデルに対し全波形同時インバージョン手法を用い、電離層電流の時系列変化と地下比抵抗構造を同時に推定する。

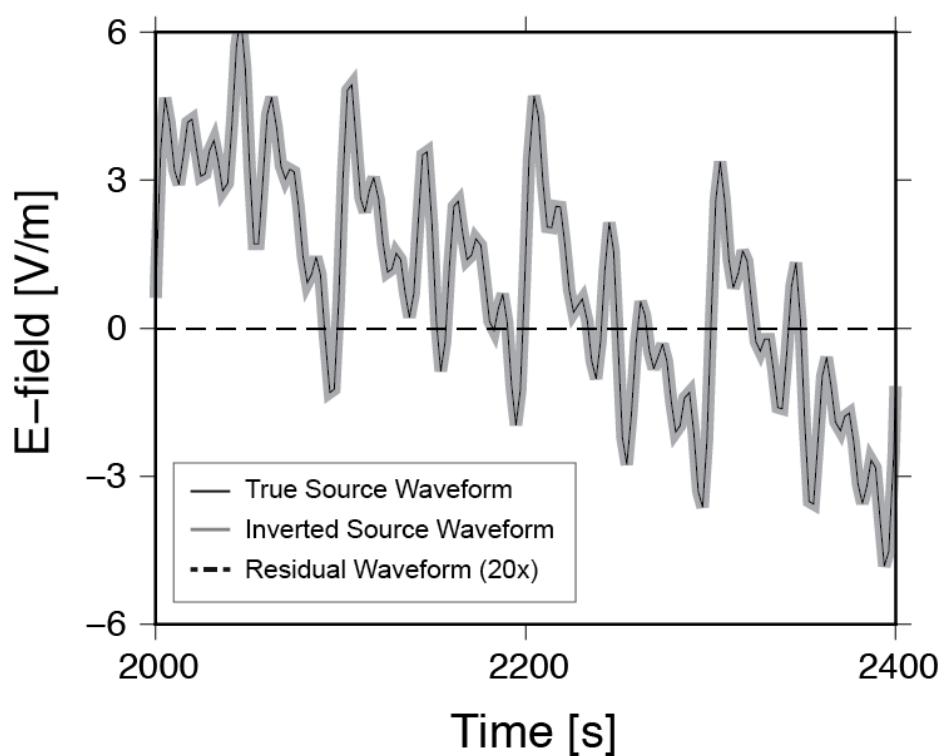
Figure 4-6は低比抵抗異常を考慮した場合の地下比抵抗構造のインバージョン結果である。ここでは、使用する周波数の種類とノイズの有無を変化させたインバージョン結果の違いを検討する。Figure 4-8は、14種類の周波数セットを用いた場合について、観測された電磁場の時系列データにノイズを付与したときに推定できる電離層電流の時系列データを示している。本結果では、真の時系列波形と推定される時系列波形はおおむね重なっているため、その残差振幅を20倍した値を点線で表した。



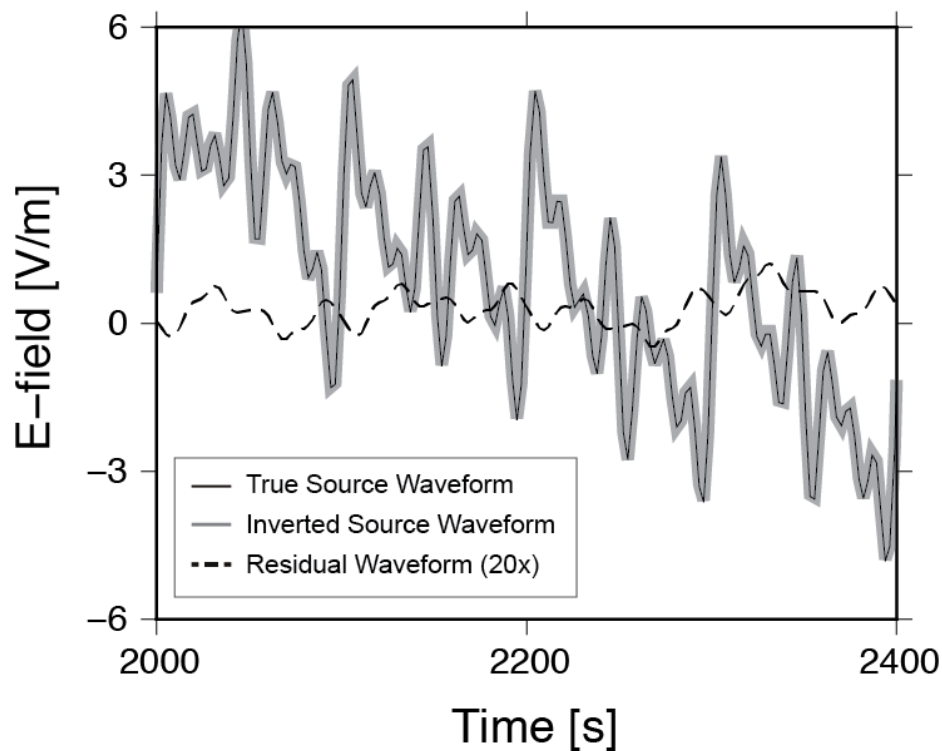
**Figure 4-6 Inversion results for a conductive anomaly model with three layers: various combinations of frequencies in time series data are used for inversion.**

Figure 4-6 のインバージョン結果は、周波数密度に拘わらず互いに似たような結果になっていることを確認できる。これは、(1) 入力する電磁波のデータ数は時間のサンプル数だけ存在し、その数は地下比抵抗構造のモデルパラメータ数より多い、(2) 計

算に与えた真の構造が非常に単純な構造をしているため、であると考えられる。



**Figure 4-7 Magnetic source inversion results for a conductive anomaly model. Residual waveform is a residual between true source waveform and inverted source waveform. Amplitude of residual waveform is twenty times larger than its original amplitude.**



**Figure 4-8 Magnetic source inversion results for a conductive anomaly model. Residual waveform is a residual between true source waveform and inverted source waveform. Amplitude of residual waveform is twenty times larger than its original amplitude. True source waveform includes the 2.5 % of noise floor in its time series.**

Figure 4-7 と Figure 4-8 から、今回用いたモデルは 1 次元モデルという単純な構造であるものの、観測される電磁場にノイズが含まれている場合でも真の電離層電流波形に近い値を推定することができた。

以上の結果から、全波形同時インバージョン手法を用いることにより、観測データにノイズが含まれる場合でも電離層電流と地下比抵抗構造を同時に推定可能であると考えられる。本章で同時推定が成功した要因は、(1) 電離層電流と地下比抵抗構造を同時に解いた、(2) パラメータの感度を重み付けにより有効に調節できたため、であると考えられる。本来、電離層電流が観測電磁場に対して持つ感度は、地下比抵抗構造が観測電磁場に対して持つ感度と比べ非常に高い。そのため、これらの同時推定を試みる際には、電離層電流の時系列波形だけを修正することで残差を小さくしてしまう問題があった。こうした問題を回避するため、電離層電流と観測電磁場の感度を重み付けにより調節した。その結果、電離層電流と観測電磁場は大まかではあるが、同時に推定することができた。

## 4.8 電離層電流が既知となった場合の地下比抵抗構造

### の全波形インバージョン

#### 4.8.1 全波形インバージョンの理論

前節までに、電離層電流と地下比抵抗構造を同時に推定する同時全波形インバージョン手法の開発と精度確認を行った。本節では、電離層電流が既知となった場合、地下比抵抗構造を推定する全波形インバージョン手法の理論について述べる。本説では観測される電場に最も適合する地下比抵抗構造を推定することを考え、次式の目的関数を設定する。

$$\Phi(\mathbf{m}, \mathbf{d}) = \|\delta \mathbf{d} - \mathbf{A} \delta \mathbf{m}\|^2 + \alpha \|\mathbf{C} \delta \mathbf{m}\|^2 \quad \text{Equation 4-34}$$

ここで、 $\delta \mathbf{m}$ と $\delta \mathbf{d}$ はそれぞれモデルパラメータ更新量と観測データの残差であり、次式に示すとおりである。

$$\delta \mathbf{m} = \begin{pmatrix} \delta \sigma_1 \\ \vdots \\ \delta \sigma_M \end{pmatrix}, \delta \mathbf{d} = \begin{pmatrix} \delta E_{obs}(t=1) \\ \vdots \\ \delta E_{obs}(t=T_{max}) \end{pmatrix} \quad \text{Equation 4-35}$$

$\mathbf{A}$  は  $N \times M$  の次元を持つ感度行列であり、次式に示される。

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathbf{E}(t=1)}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial \mathbf{E}(t=1)}{\partial \sigma_M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial \mathbf{E}(t=T_{max})}{\partial \sigma_1} & \dots & \frac{\partial \mathbf{E}(t=T_{max})}{\partial \sigma_M} \end{pmatrix} \quad \text{Equation 4-36}$$

ここで、目的関数をモデルパラメータで微分すると、次式に表される。

$$\frac{\partial \Phi(\mathbf{m}, \mathbf{d})}{\partial \mathbf{m}} = -2\mathbf{A}^T (\delta \mathbf{E} - \mathbf{A} \delta \mathbf{m}) + 2\alpha \mathbf{C}^T (\mathbf{C} \delta \mathbf{m}) \quad \text{Equation 4-37}$$

$\partial \Phi / \partial m = 0$  とすると、Equation 4-37は次のような連立一次方程式で表される。

$$[\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \alpha \mathbf{C}^T \mathbf{C}] \delta \mathbf{m} = \mathbf{A}^T \delta \mathbf{E} \quad \text{Equation 4-38}$$

この式をガウスの消去法で解き、得られた $\delta \mathbf{m}$ を用いてモデルパラメータを $\mathbf{m}_{n+1} = \mathbf{m}_n + \delta \mathbf{m}$ に従って更新する。モデル制約パラメータ $\alpha$ はLカーブ法を用い、18種類の候補の $\alpha$ から選択する。

## 4.8.2 シミュレーションモデル

数値計算モデルを用い、使用周波数の数や時系列データに含まれるノイズがインバージョン結果に与える影響について検討する。また、比抵抗異常として低比抵抗体もしくは高比抵抗体が含まれる場合、インバージョン結果にもたらされる変化を検討する。使用する周波数やノイズの大きさは 4.6.2 で設定した条件と同一である。

数値計算モデルで用いられる比抵抗構造を 3 通り考えた。1 つ目は、モデルのバックグラウンド比抵抗として  $1000\ \Omega\text{m}$  を与え、地表から 10km の深度位置に厚さ 30km、比抵抗  $100\ \Omega\text{m}$  の低比抵抗体を配置したモデル（低比抵抗異常体モデル）である。2 つ目は、モデルのバックグラウンド比抵抗として  $100\ \Omega\text{m}$  を与え、地表から 10km の深度位置に厚さ 30km、比抵抗  $1000\ \Omega\text{m}$  の低比抵抗体を配置したモデル（高比抵抗異常体モデル）である。最後に、地下比抵抗構造が複雑な構造を示す場合として、モデルのバックグラウンド比抵抗が  $1000\ \Omega\text{m}$  の構造の中に 2 種類の低比抵抗体が配置されているモデル（Complex モデル）を考える。

いずれの場合においても、電場と磁場の観測位置は、地表面から 1 グリッド下の位置に配置されている。なお、インバージョンに用いる初期比抵抗モデルとして、地下比抵抗構造にバックグラウンド比抵抗を与える。

## 4.9 インバージョン結果と議論

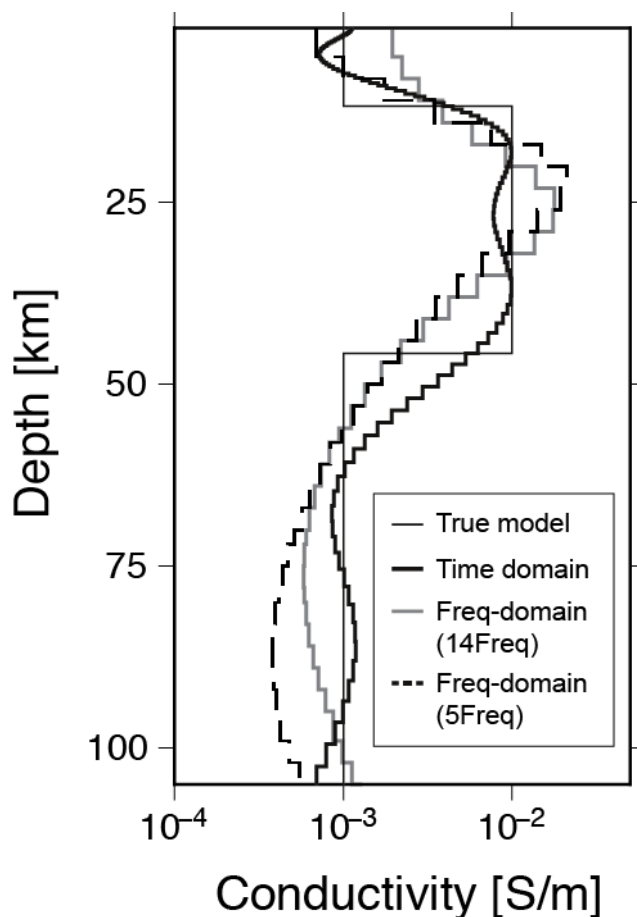
### 4.9.1 周波数領域解法との解像度の比較

本節では、時間領域インバージョン手法が従来の周波数領域でのインピーダンスインバージョン手法と比べた場合の解像度の変化について検討する。ここでは電離層電流の時系列変化を既知とする。なお、真のモデルとして低比抵抗異常体モデルを考える。周波数領域でのインピーダンスインバージョン手法として、OCCAM1DCSEMINV (Key, 2009) を用い、入力データとして、4.4.1 で計算した周波数領域での見かけ比抵抗と位相を使用する。初期モデルとして与えた構造は  $1000\ \Omega\text{m}$  の均質媒質を与える。

Figure 4-9 に時間領域インバージョンと周波数領域インピーダンスインバージョンの結果を示す。図中の細い線が真のモデルを表し、太い黒線が時間領域インバージョンに基づく推定された比抵抗構造を表す。また、灰色と黒色の点線が 14 種類もしくは 5 種類の周波数を含む送信波形を用いた場合に推定される比抵抗構造を表す。この結果から、どちらのインバージョン手法も低比抵抗異常体を検出できていることが確認できる。どちらのインバージョン結果も似た傾向を示しているが、低比抵抗異常体の境界付近や 60 ~ 100km の深度においても時間領域インバージョン結果のほうが真の構



造に近い値を示している。本結果から、時間領域インバージョンによる結果は従来の手法に基づく結果と比べて、高い解像度を有していると考えられる。



**Figure 4-9 Inversion results for the conductive anomaly model with three layers: various combinations of frequencies in time series data are used for inversion. Dark solid line shows inversion result of 14 frequencies in their time series. Dark broken line shows inversion result of 5 frequencies. Grey solid line shows shows inversion result of 14 frequencies.**

時間領域インバージョン手法と周波数領域インバージョン手法では同じ入力データを用いているため、ここで得られたインバージョン結果の違いを、それぞれのインバージョン手法の観点から検討を行う。周波数領域インバージョン手法では、インピーダンスマトリックスを求める際にスタック処理を行うことが一般的である。一方で、時間領域インバージョン手法ではスタック処理を行わないため、周波数領域インバージョン手法に比べ広い周波数帯域を高い周波数密度で利用できる。加えて、周波数領域インバージョン手法では、FFTに適用するために時系列波形にテーパー処理を行う

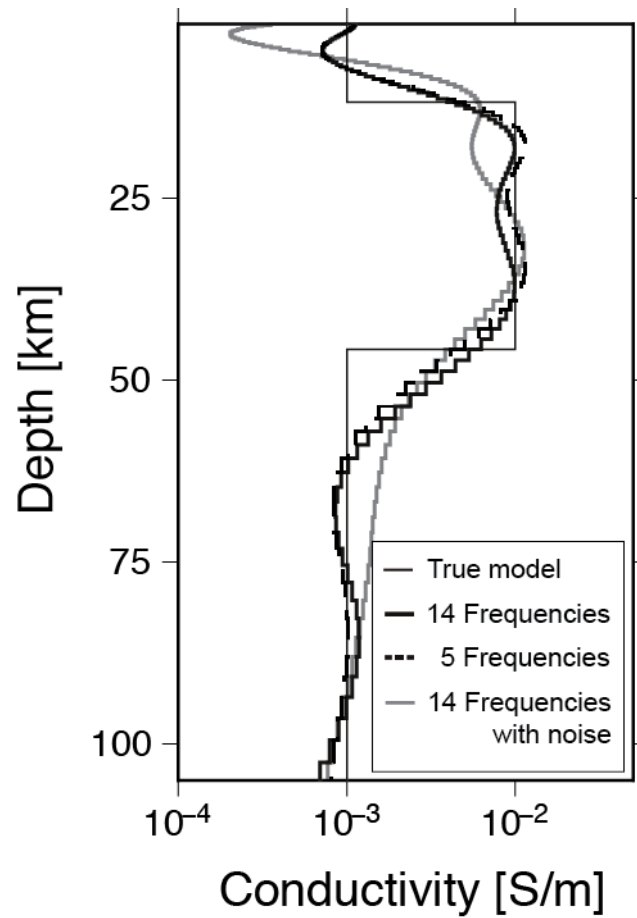
必要があり、得られるスペクトルデータの精度が低下する場合がある。時間領域インバージョン手法ではこうした処理を必要としないことが、周波数領域インバージョン手法に比べ、より真の比抵抗構造に近い結果を得ることができた要因であると考えられる。

#### 4.9.2 全波形インバージョンの精度の検討

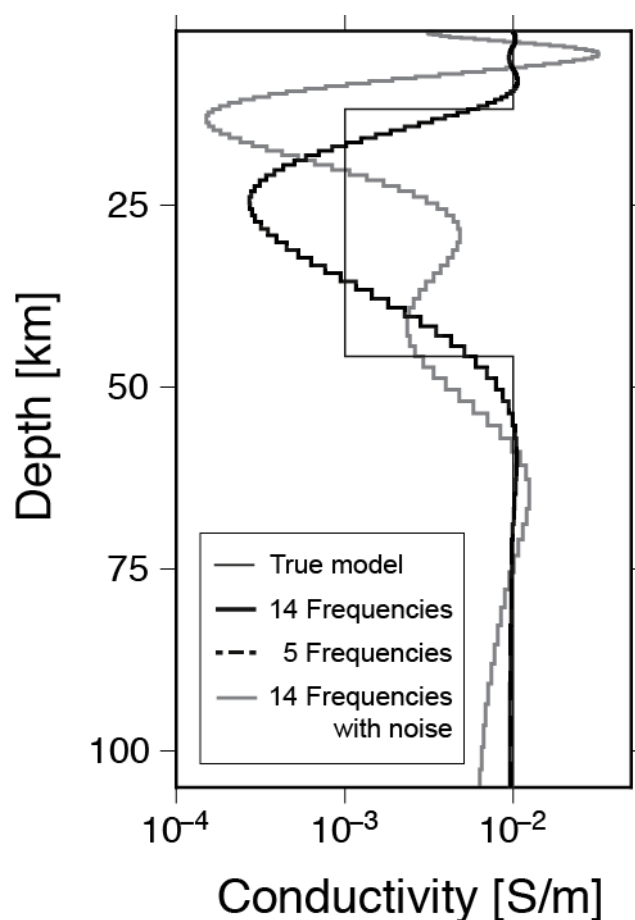
本節では、時間領域全波形インバージョン手法に対し、使用する周波数の数が異なる場合とノイズを付与する場合の結果を示す。Figure 4-10 は高比抵抗体内に低比抵抗体が挿入されたモデルに対するインバージョン結果であり、Figure 4-11 は低比抵抗体内に高比抵抗体が挿入されたモデルに対するインバージョン結果である。

Figure 4-10 と Figure 4-11 に示した結果から、ノイズの有無がインバージョン結果に与える影響について議論を行う。双方の結果から、浅部において真の構造とは異なる結果が確認された。Figure 4-10 の結果が比較的、真の構造に近い構造を示している。一般に電磁気探査では、低比抵抗体に対してより高い感度を示す。そのため、同程度のノイズレベルであれば、Figure 4-10 に示した結果が Figure 4-11 と比べて、真の構造に近い結果を得られると考えられる。

つぎに、ノイズが混入しない場合、使用する周波数の密度がインバージョン結果に与える影響について議論を行う。Figure 4-10 と Figure 4-11 に示した結果から、使用する周波数の密度が変化してもインバージョン結果にはほとんど変化がないことが分かる。既存研究においても、CSEM 法の周波数領域インバージョンの解析ではあるが、使用する周波数の密度が増加しても、解像度に変化が少ないことが指摘されている (Key, 2009)。本研究では MT 法インバージョン手法を対象にしているが、Figure 4-3 や Figure 4-4 のように見かけ比抵抗の周波数に対する変化が少ない場合、周波数密度が高い場合もインバージョン結果が大きく変わらないことは定性的に理解できる。そのため、対象とする地下比抵抗構造が単純である場合、全波形インバージョン手法においても周波数密度を高くとる必要はないと考えられる。すなわち、4.9.1 で記述した時間領域インバージョン手法の優位性の認められない結果となっている。しかしながら、地下比抵抗構造が複雑であると考えられる場合は、見かけ比抵抗の周波数に対する変化は大きくなると考えられる。この点については次節で議論を行う。



**Figure 4-10 Inversion results for the conductive anomaly model with three layers: various combinations of frequencies in time series data are used for inversion. Dark solid line shows inversion result of 14 frequencies in their time series. Dark broken line shows inversion result of 5 frequencies. Grey solid line shows shows inversion result of 14 frequencies with 2.5 % noise floor in their time series.**



**Figure 4-11 Inversion results for the resistive anomaly model with three layers: various combinations of frequencies in time series data are used for inversion. Dark solid line shows inversion result of 14 frequencies in their time series. Dark broken line shows inversion result of 5 frequencies. Grey solid line shows shows inversion result of 14 frequencies with 2.5 % noise floor in their time series. Dark solid and broken lines are mostly overlapped.**

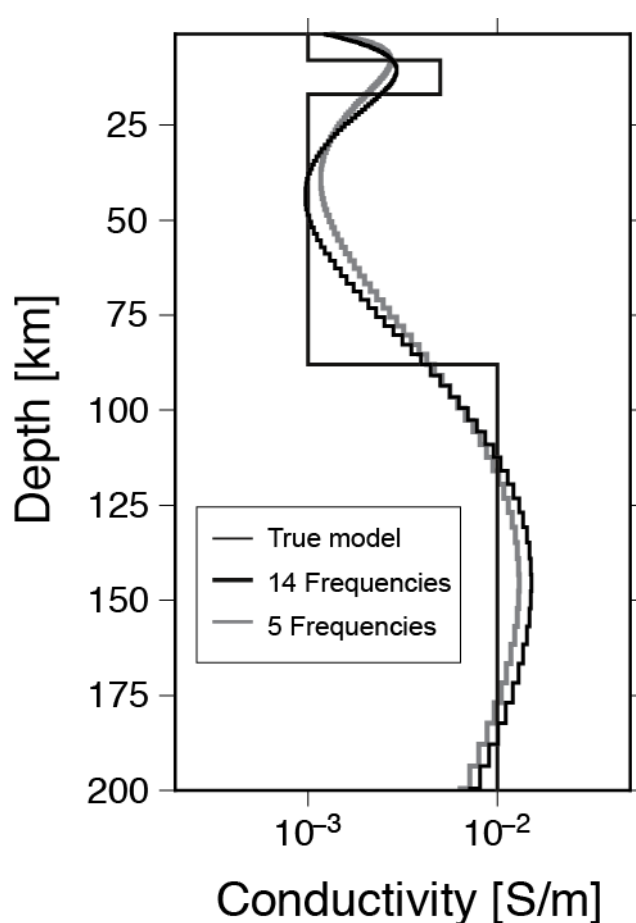
### 4.9.3 周波数密度がインバージョン結果に与える影響の検討

前節では、単純な地下比抵抗構造に対しては、使用する周波数密度が大きくなった場合でも、インバージョン結果に大きな差異は確認されなかった。本節では、前節よりも複雑な地下比抵抗構造モデルを用い、使用する周波数密度の違いがインバージョン結果に与える影響について議論を行う。なお、使用する数値計算モデルは 4.8.2 で先述した Complex モデルを用いる。

Figure 4-12 にインバージョンの結果、得られた地下比抵抗構造を示す。この結果から、周波数密度が高いモデルの解析結果のほうが、地表浅部の低比抵抗異常体の位置

がわずかながら真の構造に近い値を示している。また、地表浅部の低比抵抗異常体の下部においても比較的、真の構造に近い値を示している。そのため、使用する周波数密度が高い場合に、より真の構造に近い地下比抵抗構造が得られていることが確認できる。

一般的に周波数領域でのインピーダンスインバージョン手法で、使用する周波数の数を増やすと数値計算の時間が増加する。しかし、時間領域インバージョン手法では感度行列の大きさは使用する周波数の数に依存しないため、使用する周波数の数を増やしても数値計算の時間は変化しない。



**Figure 4-12 Inversion results for a complex model: various combinations of frequencies in time series data are used for inversion. Black line shows the inversion result of 14 frequencies in their time series. Grey line shows inversion result of 5 frequencies.**

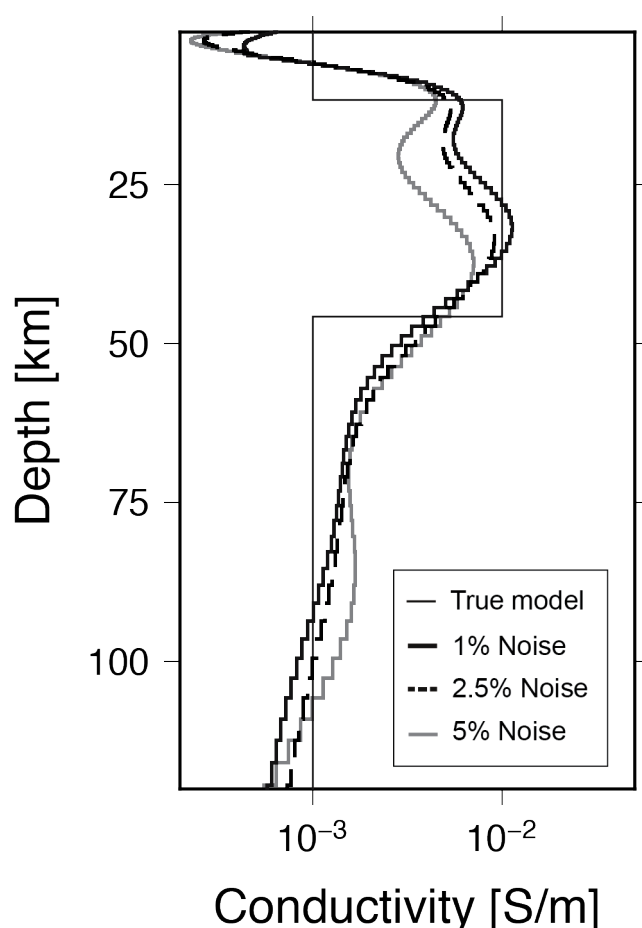
#### 4.9.4 ノイズの大きさがインバージョン結果に与える影響の検討

本節では、観測される電磁場に含まれるノイズの大きさがインバージョン結果に与える影響について検討を行う。本節では、前節までと同様に、観測される電場と電離層電流にノイズが含まれる場合を想定し、このときノイズの大きさを最大振幅に対して 1.0 %, 2.5 %, 5.0 % と変化させ、インバージョン結果に与える影響について議論を行う。このときインピーダンスマトリクスでのノイズの大きさは、約 4 %, 約 10 %, 約 22 % となる。なお、真のモデルとして低比抵抗異常体モデルを考える。入力データとして、4.4.1 で計算した周波数領域での見かけ比抵抗と位相を使用する。初期モデルとして与えた構造は  $1000 \Omega \text{m}$  の均質媒質を与える。

Figure 4-13 にインバージョン手法の適用結果を示す。Figure 4-13 に示した結果から、ノイズが小さくなるにつれて、より真の構造に近いインバージョン結果が得られていることが分かる。また、地表浅部の偽像についてもノイズが小さくなるにつれてその影響が抑えられ、より真の構造に近づく傾向があることが確認できる。この結果から、時間領域全波形インバージョン手法の特徴について述べる。本手法を用いると、時間波形にノイズが含まれていない場合、4.9.1 に示したとおり、従来の周波数領域解法に比べて、高い解像度を示すことが確認できる。しかしながら、観測される電場と電離層電流にノイズが含まれる場合、地表浅部に偽像が生じる可能性がある。この偽像は、ノイズが強いほどより大きな偽像として表れ、ノイズが小さいほど偽像は小さくなる。このことから、本手法はノイズが小さい場合、従来手法と比べて、高解像度に地下比抵抗構造を推定できる可能性があるが、ノイズが大きい場合、従来手法が有用であることが示唆される。

通常、全波形手法を用いると時間波形の全てのデータを利用することができるため、データ数の増減に伴い、連立方程式が安定して解くことができると考えられる。しかしながら、本節で示した結果から、時間波形にノイズが含まれる場合、地表浅部に偽像が生じることが確認された。これは、観測される電場と電離層電流の時間波形にランダムノイズが含まれ、これらを低減することができていないためであると考えられる。本章で用いたノイズはランダムノイズであるため、全ての周波数帯域において同程度のスペクトルを持つ。これに対して、インバージョン手法を適用すると、これらのノイズを含んだ時間波形に、観測される電場が近づくように、地下比抵抗構造が更新される。このとき、ノイズはホワイトノイズであるため、実際に電離層電流が含まれている周波数帯域だけでなく、それ以外の高周波成分にも電離層電流のノイズ成分が含まれていることになる。高周波成分の電磁場は、浅層の比抵抗の推定に用いられるため、ランダムノイズを含んだ電場を地下比抵抗構造で再現する場合、浅層に偽像が生じる可能性がある。これは、Figure 4-11 や Figure 4-13 に示した結果からも確認できる。例えば、Figure 4-11 に示した結果では、偽像がでている範囲は浅層だけでなく、

広い範囲に及んでいることが分かる。なお、Figure 4-11 の偽像が Figure 4-13 の偽像と比べて広い範囲に及んでいるが、これは、高比抵抗異常は低比抵抗異常に対して電流が流れづらいため、感度が小さいという電磁気探査特有の傾向が原因である。一方で、従来用いられてきた周波数領域解析手法では、時系列データをセグメントに分割して周波数領域に変換し、これらのデータにスタック処理を施すことにより、ランダムノイズの低減を行っている。そのため、従来手法はノイズが含まれている場合であっても、得られるインバージョン結果が受ける影響は小さい。しかしながら、Figure 4-9 のように十分高い S/N 比を持つ場合は、全波形インバージョン手法のように全ての時系列データを用いることにより、従来手法と比べて高解像度のインバージョン結果を得ることができる。



**Figure 4-13 Inversion results for a conductive model: various amplitude of noise in electromagnetic time series data is used for inversion. Black line shows the inversion result with 1% noise in their time series. Dark broken line shows the inversion result with 2.5 % noise. Grey line shows inversion result with 5 % noise.**

## 4.10 結言

本章では「極域や赤道域において、電離層電流の時間変化が不明であり、既存の MT 法を適用することが困難である」という課題に対し、電離層電流と地下比抵抗構造を同時に推定する時間領域全波形同時インバージョン手法を開発した。そして、簡単な 1 次元地下構造モデルおよび時間領域で変化する入力信号を想定した数値シミュレーションによって得られた理論計算データに開発したインバージョン手法の適用を行い、1 次元地下構造および入力信号双方の同時推定を試みた。また、電離層電流が既知となった場合に、従来の手法と比較し、地下比抵抗構造の再現性について検討を行った。その結果、下記の結論が得られた。

- 見かけ比抵抗の観点から、従来の周波数領域インバージョン手法と比較し、真の構造との誤差の小さな構造を推定することができる。
- 観測された電磁場に全波形同時インバージョン手法を適用することで、入力電磁波形と地下比抵抗構造を同時に推定可能である。
- 電離層電流が既知となる場合、時間波形に含まれるノイズが小さければ、従来の周波数領域インバージョン手法と比較し、地下比抵抗構造の再現性が改善できる。

これまで、空間的に広い範囲の比抵抗構造解析を行う場合や、大深度の比抵抗構造解析を行う場合は空間的に広い範囲に観測点を配置する必要があり、電離層電流の平面波仮定が成立せず、解析が困難であった。同様に、誘導磁場の複雑な極域や赤道域では、電離層不均質により、MT 法を用いた比抵抗構造の解釈が困難であると考えられてきた。このような問題に対し、本手法による入力電磁波形および地下構造双方を同時に推定する全波形インバージョン手法の適用により、MT 法の調査による高精度構造探査への道が拓けたと考えられる。本研究では 1 次元モデルに対して全波形同時インバージョン手法を適用し、その有効性を示すことができた。今後、電離層不均質を考慮する MT 法の解析に、多次元への本手法の拡張が必要であると考えられる。



## 参考文献

1. Cagniard, L. (1953). Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, **18**, 3, 605-635. doi:10.1190/1.1437915
2. Chave, A. D., Thomson, D. J., & Ander, M. E. (1987). On the robust estimation of power spectra, coherences, and transfer functions. *Journal of Geophysical Research*, **92**, B1, 633–648. doi:10.1029/JB092iB01p00633
3. Fainberg, E. B., Kuvshinov, A. V., & Singer, B. S. (1990). Electromagnetic induction in a spherical earth with non-uniform oceans and continents in electric contact with the underlying medium—I. Theory, method and example. *Geophysical Journal International*, **102**, 2, 273–281. doi:10.1111/j.1365-246X.1990.tb04465.x
4. Garcia, X., Chave, A. D., & Jones, A. G. (1997). Robust processing of magnetotelluric data from the auroral zone. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, **49**, 1451–1468.
5. Kaufman, A. A., & Keller, G. V. (1981). The magnetotelluric sounding method. *Methods in Geochemistry and Geophysics*, Elsevier, 610
6. Key, K. (2009). 1D inversion of multicomponent, multifrequency marine CSEM data: Methodology and synthetic studies for resolving thin resistive layers. *Geophysics*, **74**, 2, F9–F20. doi:10.1190/1.3058434
7. Koch, S., & Kuvshinov, A. (2013). Global 3-D EM inversion of Sq variations based on simultaneous source and conductivity determination: concept validation and resolution studies. *Geophysical Journal International*, **195**, 1, 98–116. doi:10.1093/gji/ggt227
8. Mittet, R. (2010). High-order finite-difference simulations of marine CSEM surveys using a correspondence principle for wave and diffusion fields. *Geophysics*, **75**, 1, F33–F50. doi:10.1190/1.3278525
9. Mulhall, A., (2003). A full waveform approach to electromagnetic sounding of the Earth. PhD thesis Oregon State University, 174
10. Osipova, I. L., Hjelt, S. E., & Vanyan, L. L. (1989). Source field problems in northern parts of the Baltic Shield. *Physics of the Earth and Planetary*, **53**, 3-4, 337–342. doi:10.1016/0031-9201(89)90019-8
11. Pulkkinen, A., Klimas, A., Vassiliadis, D., Uritsky, V., & Tanskanen, E. (2006). Spatiotemporal scaling properties of the ground geomagnetic field variations. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **111**, A3, A03305. doi:10.1029/2005JA011294
12. Pulkkinen, A., Hesse, M., Kuznetsova, M., & Rastatter, L. (2007). First-principles modeling of geomagnetically induced electromagnetic fields and currents from upstream solar wind to the surface of the Earth. *Annales Geophysics*, **25**, 881–893

13. Rickard, Y. S., & Georgieva, N. K. (2003). Problem-independent enhancement of PML ABC for the FDTD method. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **51**, 10, 3002–3006. doi:10.1109/TAP.2003.818000
14. Roden, J. A., & Gedney, S. D. (2000). Convolutional PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media. *Microwave and Optical Technology Letters*, **27**, 5, 334–339.
15. Taflove, A., & Hagness, S.C. (2005). *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Norwood, MA, 1038
16. Viljanen, A., Pirjola, R., & Amm, O. (1999). Magnetotelluric source effect due to 3D ionospheric current systems using the compleximage method for 1D conductivity structures, *Earth, Planets and Space*, **51**, 9, 933–946.
17. Vozoff, K. (1972). The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins, *Geophysics*, **37**, 1, 98–141. doi:10.1190/1.1440255

## 第5章 結論

本研究では、海底熱水鉱床周辺の地下比抵抗構造を明らかにするという目標を掲げ、電磁気学的な探査手法の高精度化に取り組んだ。この研究過程において、(1) CSEM 法探査において複雑な海底地形を含む 3 次元的地形を考慮するために粒子法を用いたインバージョン手法を開発し、沖縄県伊平屋北海域で取得されたデータに対し適用し、(2) MT 法探査において観測される電磁場から時間変化する入力信号と地下比抵抗構造を同時に推定する、という目的を設定した。

以下で各章をまとめ、最後に全体の結論を述べる。

第 1 章では本研究の背景、目的について述べた。これまで、海底熱水鉱床に対し様々な調査が行われてきたが、金属鉱床は電氣的異常を示すことが確認されているにも関わらず、地下比抵抗構造を明らかにし金属鉱床の賦存を確認するまで至らなかった。そこで、CSEM 法に着目し、地下比抵抗構造の推定時に生じる問題の検討を行った。その結果、海底地形の複雑さが精度の高い地下比抵抗構造の推定を妨げていることが判明した。この問題に対してメッシュレス法的一种である粒子法を用い、海底地形を高精度にモデル化することを考えた。また、人類のアクセスの困難な地下比抵抗構造を調査する際に主として用いられてきた MT 法が電離層に自然に発生する電流を用いていることから、極域や赤道域などの電離層電流が不安定な地域では適用が困難であるという問題を抱えている。また、大深度の比抵抗構造を調査する場合にも、電離層不均質が影響し、解析が困難になるという問題がある。海底下の構造を探査する際には、この問題も解決する必要がある。そこで、電離層電流不均質から生じる電磁場の不安定性を考慮し、時間変化する電磁場と地下比抵抗構造を同時に推定する全波形インバージョン手法を用いることを考えた。

第 2 章では、海底熱水鉱床のような高電導体を含む地下構造を考慮し、高電導体の厚さ、深度、電気伝導度の大きさや海底地形が観測される電磁場に与える影響について検討を行った。有限要素法に基づく 2.5 次元のモデリングを行い、観測される電磁場に対する感度応答の比較を試みた。その結果、海底熱水鉱床の厚さや電気伝導度は観測される電磁場と関係があることが確認された。また、海底面の複雑な地形は観測される電磁場に影響を与えることが確認し、海底熱水鉱床周辺で複雑な地形を考慮してモデリングすることの重要性を明らかにした。さらに、自律型無人探査船に伴うノイズを考慮し、どの範囲で電磁場変化が観測可能となる範囲を明らかにした。これにより、自律型無人探査船を用いた CSEM 法は実現可能であることを示し、また海底熱水鉱床の存在が電磁場に与える影響を明らかにした。

第 3 章では、海底熱水鉱床周辺の複雑な地形を考慮するため、メッシュレス法的一种である粒子法と仮想時間領域法に着目し、CSEM 法のフォワードシミュレーション

手法を開発した。この手法の導入により、従来手法では困難であった、3 次元的地形の影響を取り込むことができる。さらに、本手法を随伴方程式を用いた 3 次元インバージョン手法に拡張した。さらに、3 次元インバージョンに与える初期モデルを可能な限り現実の構造と近づけるために、1 次元インバージョンと 3 次元インバージョンの 2 段階に分けたインバージョン手法を開発した。本手法を用い、沖縄県伊平屋北海丘熱水噴出地域周辺において比抵抗インバージョン手法の適用を行い、複雑な海底地形を含む海底熱水鉱床周辺の地下比抵抗構造を推定した。その結果、海底熱水鉱床周辺の地下十数メートル程度までの比抵抗構造が確認できた。さらに、ここで確認された比抵抗構造と観測機に搭載されているカメラ映像を比較した結果、多くの海域で海底熱水鉱床の存在域と高電気伝導体異常の一致が確認された。また、一部、インバージョン結果では非常に高い電気伝導度異常が見られるにも拘わらず、カメラ映像では熱水の兆候が見られない範囲も存在した。この範囲ではヒバリガイの遺骸が多量に存在していることから、過去の熱水噴出地域であった可能性や、何らかの理由で海底観察時に熱水が噴いていなかった可能性がある。また、熱水の兆候が見られないにも拘わらず、電気伝導度が高いことから、金属物を含有した構造が存在する可能性が残される。

第 4 章では、電離層電流の時間的不均等性を考慮する手法の検討を行った。時間領域における数値解析手法として、上述の仮想時間領域法を用いた手法の開発を行った。既存の時間領域法では電磁波伝搬の際に異なる物性間で大きな速度差が存在し、現実的な時間スケールのシミュレーションを行うことは困難であったが、仮想時間領域では上記問題を回避し、現実的な時間スケールでのシミュレーションを行うことができる。本手法の妥当性の検証では、まず、見かけ比抵抗図から正しく順計算が行われていることを検証した。つぎに、本シミュレーション手法を適用し、時間領域での電離層電流と地下比抵抗構造の同時インバージョンプログラムの開発を行った。1 次元モデルに対し同時インバージョン手法を適用したところ、電離層電流と地下比抵抗構造が同時に推定可能であることを確認した。さらに、電離層電流が推定できた場合、従来の手法と比較し、どの程度地下比抵抗構造の解像度が向上するかを検討した。これまでよく用いられてきた RRRMT と OCCAM1DCSEM によるインバージョン結果と本研究で開発した時間領域インバージョン手法の適用結果で比較を行ったところ、時間波形に含まれるノイズが小さければ、時間的な安定性を仮定する既存研究の MT 手法に比較し、高解像度での地下比抵抗構造推定の可能性が判明した。以上の結果から、本章では、従来困難であった電離層電流の時間変化を考慮できる MT 法インバージョン手法を開発した。本手法を適用することにより、電離層電流と地下比抵抗構造を同時に推定することができ、従来、困難であった極域や赤道域での高精度 MT 法探査の実施が期待される。

本研究の遂行により、既存のインバージョン手法では扱うことの困難な地形の 3 次

元性および従来の MT 法で扱うことの困難であった電離層電流の時間的不均質性を考慮することが可能であることを示した。本手法の適用により、CSEM 法や MT 法を用い、海底熱水鉱床のみならず陸域や海域においても地形の 3 次元性を扱うことが可能となる。また、入力信号の時間的不安定性により高精度調査の困難であった極域や赤道域においても、MT 法による地下比抵抗構造探索の精度を向上させられるなど、本論で開発したインバージョン手法の適用範囲は広い。また、仮想時間領域法を用いることにより、これまで困難であった時間領域での電磁気全波形インバージョン手法を容易に扱えることを示すことができた。全波形インバージョンの適用により探索の解像力を向上させられることは地震学分野で良く知られており、今後の電磁気探索データの処理に新たな一步を標すことができたと考えられる。

最後に、本研究の今後の展望について述べる。本研究では、3 次元的な海底地形の傾斜をモデル化した CSEM 法インバージョンを開発し、沖縄伊平屋北海域の実データへの適用を行った。その結果、本海域周辺の海底面下比抵抗構造を明らかにすることができた。ここで得られた結果から、海底面下に高電気伝導体が存在することが確認されたが、今後は、この高電気伝導体が埋没した鉱体か熱水であるかを詳細に検討することが重要であると考えられる。例えば、海底面下に埋没した高電導体が金属であるならば、複素比抵抗に周波数依存性が見られる可能性があるため、Induced Polarization (IP)法によりこれらを見分けることができる可能性がある。また、金属であればその部分の密度が高くなるため、重力探索などにより金属か熱水であるかを見分けることができる可能性がある。つぎに、今回開発したインバージョン手法を発展させる観点から今後の展望について述べる。今回、得られた結果の信頼性は残差の大小などから定量的に評価可能であるが、推定された比抵抗構造のどの部分の信頼性が高いかということを議論することは困難である。そこで、統計的インバージョン手法(例えば、Kitanidis, 1995 など)を適用することが考えられる。本手法を適用することにより、推定される海底面下比抵抗構造の分散を計算可能になる。これにより、推定された比抵抗構造のうち、どの部分の信頼性が高いかということを議論可能になることが期待される。また、本インバージョン手法を元に調査観測の今後の展望について述べる。本研究では NT13-22 で観測された CSEM 法データを使用させて頂いた。本データは、Broadside 方式の CSEM 法であったが、より高精度なインバージョン結果を得るためには、複数の電磁場成分を用いることが重要であると考えられる。例えば、複数成分の電流送信を用いるのであれば、同じ観測器を用いたとしてもデータ数が飛躍的に増大する。これにより、これまで以上に高精度なインバージョン結果が得られることは論を待たない。また、観測器の方位については、送信器と正対する方向と仮定し、解析を行っていたが、観測器と送信器の正確な位置・角度を知ることができれば、それらを解析モデル内に取り込むことで、より高精度な解析を行うことができる。最後に、本研究で開発した MT 法全波形インバージョンの今後の展望について述べる。

本研究では、1 次元的な構造を仮定し、電離層電流の時間変化の推定を行った。しかしながら、現実の電離層電流は 3 次元的に分布し、時空間的に変動する。そのため、本シミュレーションコードを 3 次元化し、電離層電流の時空間変化の推定を行うことで、より現実的な電離層電流の推定が可能になることが期待される。この際、数値計算量の増大が考えられるが、Data Space における解法（例えば、Siripunvaraporna, et al., 2005 など）を用いることが有用であると思われる。

## 参考文献

1. Kitanidis, P.K. (1995). Quasi-Linear Geostatistical Theory for Inversing. *Water Resources Research*, **31**, 10, 2411-2419. doi:10.1029/95WR01945
2. Siripunvaraporn, W., Egbert, G., Lenbury, Y., & Uyeshima, M. (2005). Three-dimensional magnetotelluric inversion: data-space method. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **150**, 1–3, 3-14. doi: 10.1016/j.pepi.2004.08.023.

## 付録 A オフセット距離に対する正規化した電磁場強度

第 2 章で示した感度評価のコンター図の結果に対して，横軸にオフセット距離，縦軸に正規化した電磁場強度としてプロットしたものをここに付す。どのモデルに対する結果であるかを容易に判別できるよう，全ての結果に対して簡単な計算モデルの図を再掲する。



## A.1 海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価

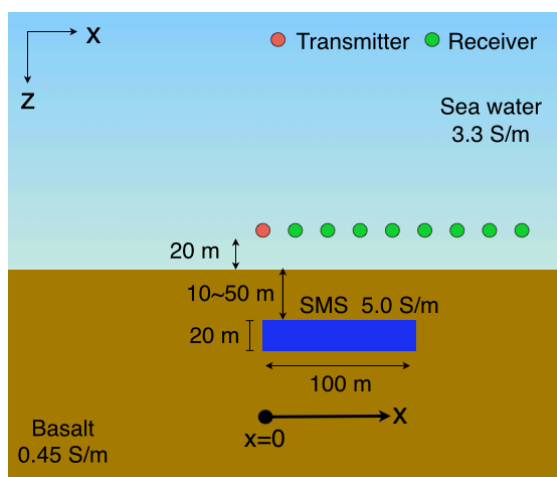


Figure A-1 Simulation model changing depth of SMS.

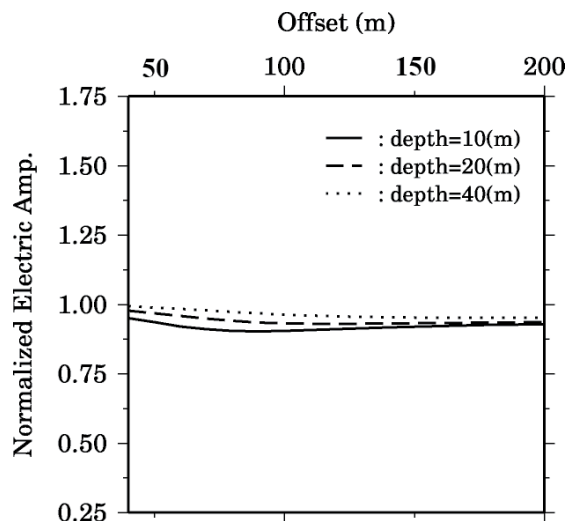


Figure A-2 Results received from the normalized electric field changing depth of SMS.

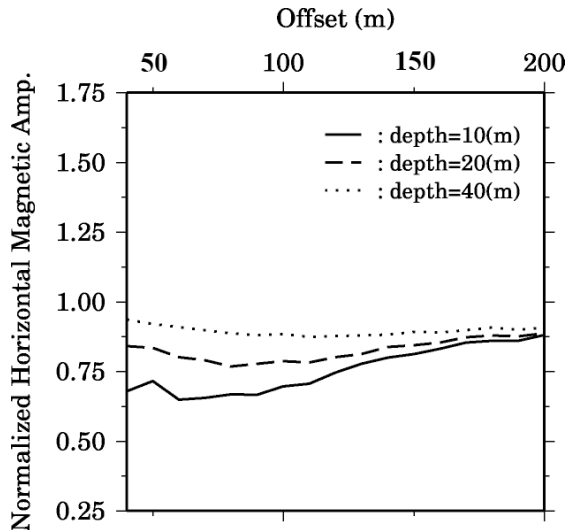


Figure A-3 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing depth of SMS.

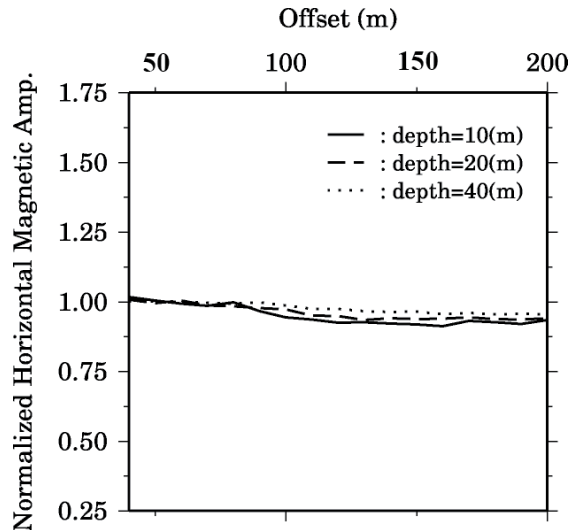


Figure A-4 Results received from the normalized vertical magnetic field changing depth of SMS.

## A.2 海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価

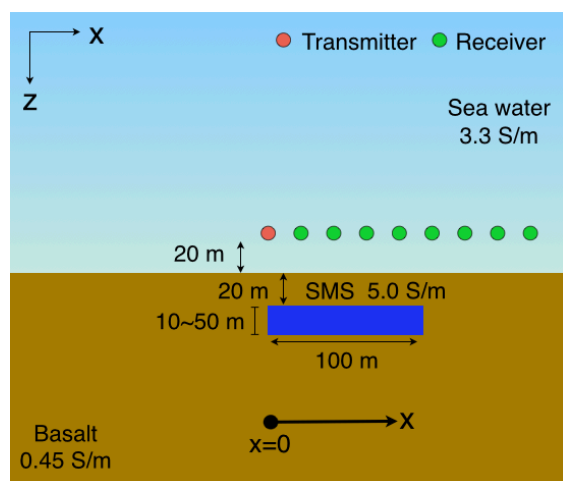


Figure A-5 Simulation model changing depth of SMS.

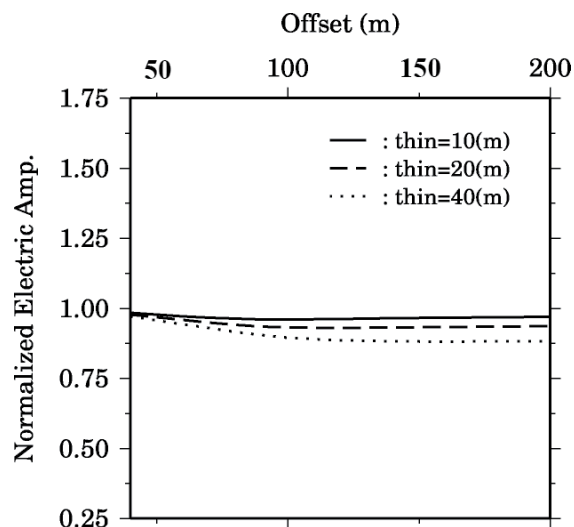


Figure A-6 Results received from the normalized electric field changing thickness of SMS.

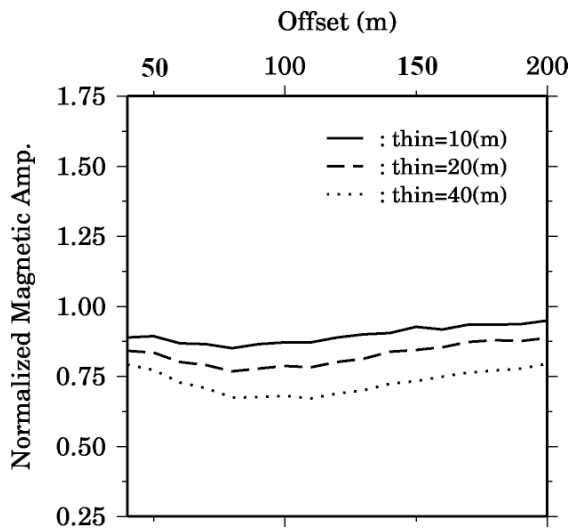


Figure A-7 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing thickness of SMS.

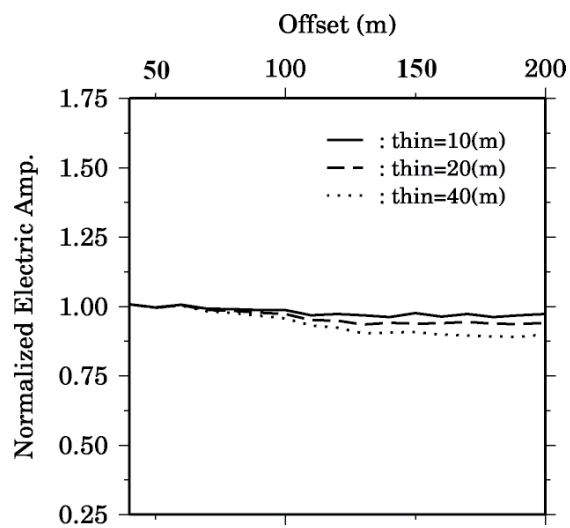


Figure A-8 Results received from the normalized vertical magnetic field changing thickness of SMS.

### A.3 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の上面深度に対する感度評価

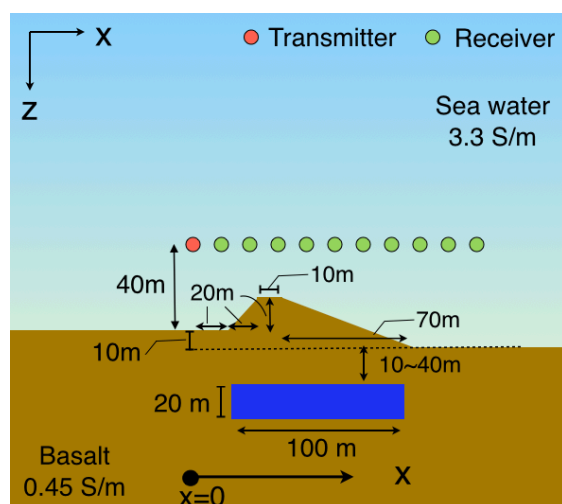


Figure A-9 Simulation model changing depth of SMS for the model with topography.

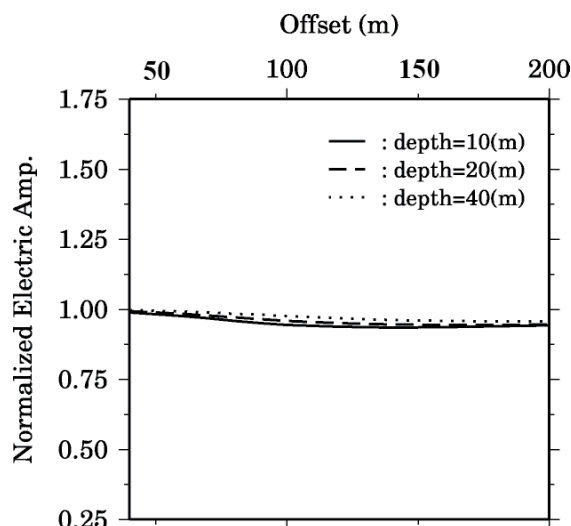


Figure A-10 Results received from the normalized electric field changing depth of SMS for the model with topography.

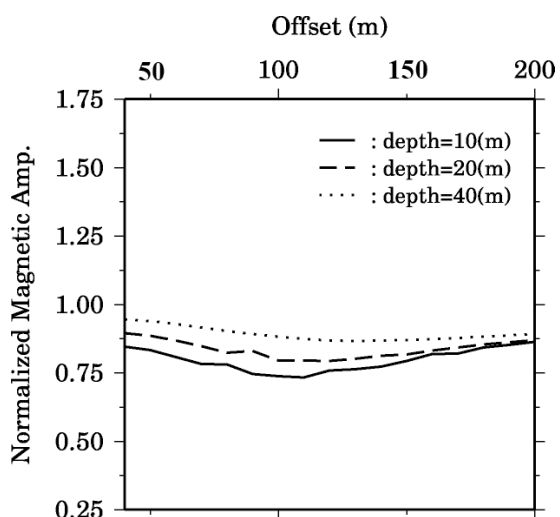


Figure A-11 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing depth of SMS for the model with topography.

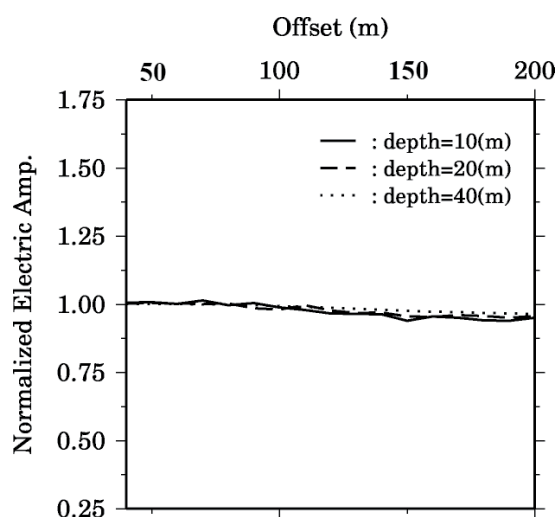


Figure A-12 Results received from the normalized vertical magnetic field changing depth of SMS for the model with topography.

## A.4 海底地形に傾斜を含む場合の海底熱水鉱床の厚さに対する感度評価

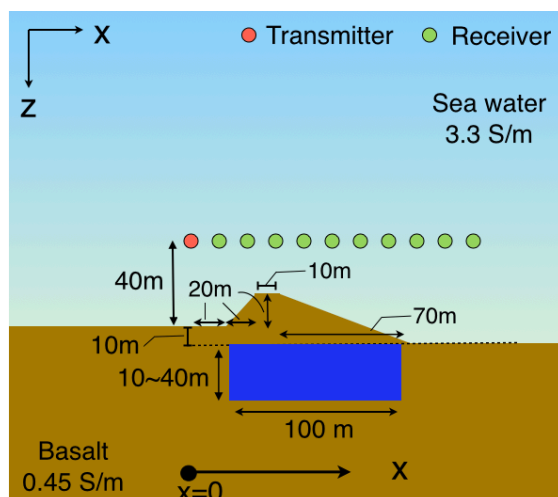


Figure A-13 Simulation model changing thickness of SMS for the model with topography.

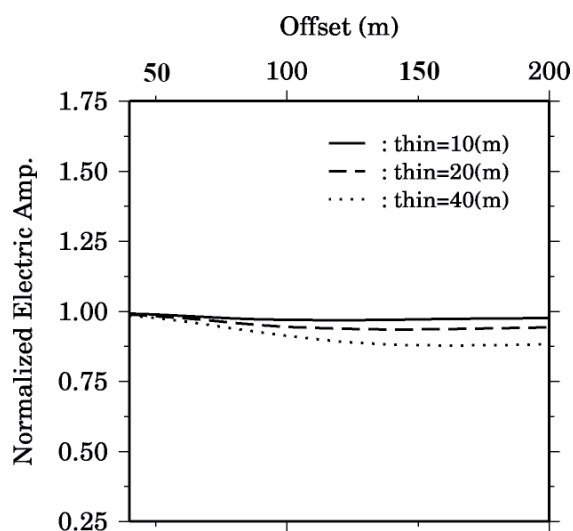


Figure A-14 Results received from the normalized electric field changing thickness of SMS for the model with topography.

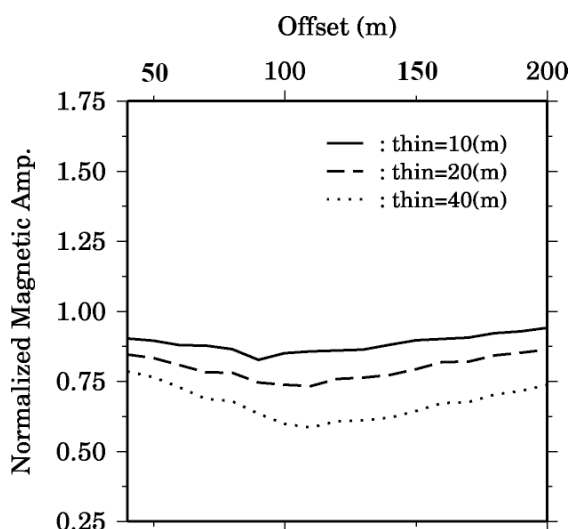


Figure A-15 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing thickness of SMS for the model with topography.

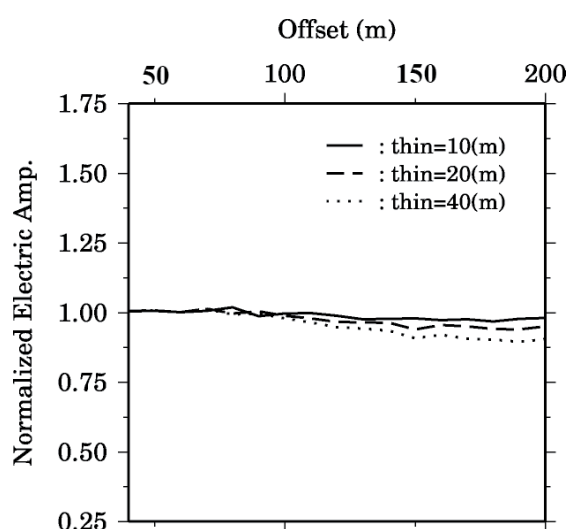


Figure A-16 Results received from the normalized vertical magnetic field changing thickness of SMS for the model with topography.

## A.5 海底熱水鉱床の比抵抗に対する感度評価

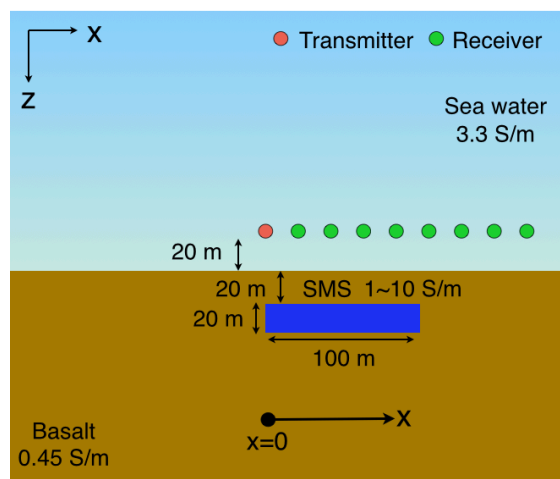


Figure A-17 Simulation model changing conductivity of SMS.

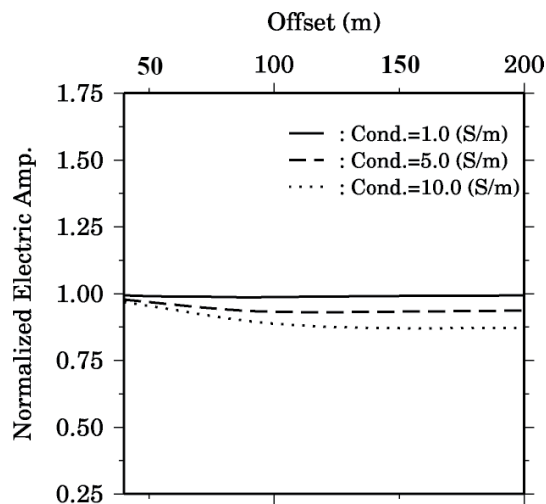


Figure A-18 Results received from the normalized electric field changing conductivity of SMS.

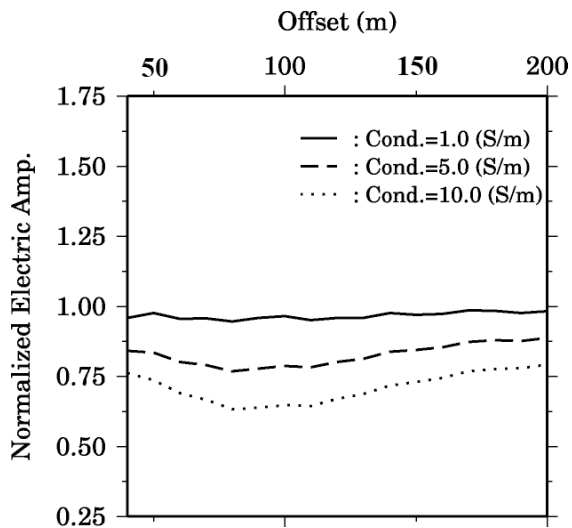


Figure A-19 Results received from the normalized horizontal magnetic field changing conductivity of SMS.

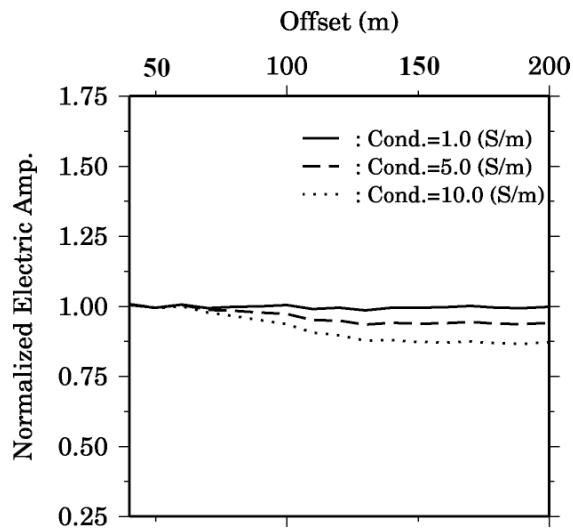


Figure A-20 Results received from the normalized vertical magnetic field changing conductivity of SMS.

## 謝辞

本研究を進めるにあたり終始懇切丁寧なご指導を賜り、また、本論文をまとめるにあたりご指導・ご鞭撻を賜った京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻教授三ヶ田均博士に対し、心から感謝の意を表し、深く御礼申し上げます。

京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻教授石田毅博士、同都市社会工学専攻准教授岸田潔博士、神戸大学理学研究科地球惑星科学専攻教授島伸和博士には、博士学位論文の執筆の際に多くの貴重なご助言を頂きました。ここに記して感謝の意を表します。

京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻准教授後藤忠徳博士、助教武川順一博士には本研究に関連して、多大なご助言、解析の手助けを賜りました。

オレゴン州立大学教授 Adam Schultz 博士には3ヶ月半間の同校滞在中にご指導・ご鞭撻を頂きました。

本研究で用いた実データは海洋研究開発機構の調査船「なつしま」にて取得された NT13-22 のデータを利用させて頂きました。

本研究の一部は、日本学術振興会には特別研究員 DC1 (24・372) の助成を頂いて実施しました。

本研究を遂行するにあたり、常に有益な議論・適切なご助言を頂きました応用地球物理学分野研究室の大学院生・大学生ならびに卒業生、および多くの諸先輩方、様々な面において支えて下さった研究室秘書亀井志織氏に対し感謝の意を表します。

以上の方々をはじめ、ご指導ご鞭撻を頂いた全ての方々に感謝いたします。最後に物心両面で研究活動を支えてくれた家族に心より感謝します。